PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1914. Redaktionsschluß für No. 16 am 1. August 1914. 15. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. K. Burgess u. P. D. Foote, Das Emissionsvermögen von Metallen und Oxyden. I. Nickeloxyd (*NiO*) zwischen 600° und 1300° C. S. 721.

W. H. Keesom, Über die Abhängigkeit der Susceptibilität paramagnetischer Substanzen von der Dichte. S. 723.

A. Garbasso, Über das Zusammenwirken von elektrischen und magnetischen Feldern auf die rote Wasserstofflinie. S. 729.

J. Laub, Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. IV. S. 730.

J. Laub, Über die Zerlegung des Röntgenlichtes an einem Bleirand. S. 732.

H. Kröncke, G. Leimbach u. E. Mayer, Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator. S. 733.

E. Rudolph u. S. Szirtes, Über eine neue Laufzeitkurve. S. 737.

F. Dessauer, Radiumähnliche X-Strahlung. S. 739.

M. v. Laue, Nochmals zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen. S. 741.

W. Steubing, Bemerkung zu der Arbeit der Herren R. W. Wood und G. A. Hemsalech: Die durch Ultra-Schumannwellen erregte Fluoreszenz von Gasen. S. 742.

J. E. Lilienfeld, Entgegnung auf die Arbeit: „Thermionenströme im hohen Vakuum" von Irving Langmuir. S. 744.

M. Wien, Programm der radiotelegraphischen Ausbreitungsversuche bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis am 21. August 1914. S. 746.

A. E. F. Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. S. 748.

Besprechungen:

C. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik. I. S. 750.

A. L. Hughes, Photo-Electricity. S. 750.

J. Walker, Einführung in die physikalische Chemie. 2. Aufl. S. 751.

A. Werner, Über die Konstitution und Konfiguration von Verbindungen höherer Ordnung. (Nobelvortrag.) S. 751.

E. Kotte, Lehrbuch der Chemie und Mineralogie. (Nachtrag.) S. 751.

F. Weisbach, Bauakustik. S. 751.

C. Christiansen u. I. C. Müller, Elemente der theoretischen Physik. 3. Aufl. S. 751.

Tagesereignisse. S. 752.

Personalien. S. 752.

Angebote. S. 752.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Emissionsvermögen von Metallen und Oxyden. I. Nickeloxyd (*NiO*) zwischen 600° und 1300° C [1]. (The emissivity of metals and oxides. I. Nickel oxide (*NiO*) in the range 600 to 1300° C.)

Von G. K. Burgess und P. D. Foote.

Den Zweck der vorliegenden Untersuchung bildete die Bestimmung des monochromatischen Emissionsvermögens (E_λ) und des Gesamtemissionsvermögens (E) des Nickeloxyds (*NiO*) im Temperaturbereich von 600° bis 1300° C. Dieses Oxyd bildet eine zähe, glatte Schicht auf der Oberfläche des Nickels, wenn dieses in Luft hohen Temperaturen ausgesetzt wird. Wir benutzten zwei Verfahren zur Bestimmung des Emissionsvermögens für rotes Licht: **a)** das Verfahren mikroskopischer Schmelzen und **b)** eine direkte spektrophotometrische Vergleichung der seitens des glühenden *NiO* und seitens eines schwarzen Körpers bei derselben Temperatur ausgesandten Lichtstärken.

Bei dem Verfahren der mikroskopischen Schmelzen wurden winzige Spuren von *NaCl*, Na_2SO_4 und *Au* auf das Oxyd aufgebracht, das elektrisch erhitzt wurde, bis diese Substanzen schmolzen, was mit Hilfe eines Mikroskops beobachtet wurde; dann wurden die „scheinbaren" Temperaturen im Augenblick des Schmelzens mittels eines optischen Pyrometers gemessen. Die Beziehung zwischen der wahren Temperatur des Oxyds, der beobachteten oder scheinbaren Temperatur und dem Emissionsvermögen wird durch

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} = \frac{\lambda}{0{,}4343\, C_2} \log A_\lambda$$

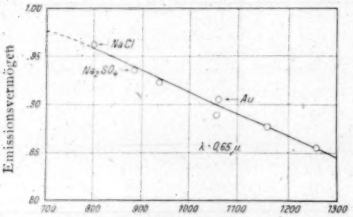
ausgedrückt, wo T die wahre absolute Temperatur, S_λ die beobachtete absolute Temperatur des schwarzen Körpers für eine Wellenlänge λ, C_2 die Planckschе oder Wiensche Konstante (14450) und A_λ das Emissionsvermögen bei einer Wellenlänge λ ist.

Bei dem spektrophotometrischen Verfahren wurde ein Nickelstreifen so zusammengefaltet, daß er einen keil- oder V-förmigen Hohlraum bildete; dann wurde er elektrisch erhitzt, bis sich ein Oxydüberzug bildete. Mendenhall hat gezeigt, daß die aus dem Innern eines V-förmigen Hohlraums kommende Strahlung nahezu „schwarz" ist. Das Verhältnis zwischen den Intensitäten der Außen- und der Innenseite des Keiles ergibt nach passender Korrektion für den Temperaturgradienten durch die Wandung ohne weiteres das Emissionsvermögen bei irgendeiner bestimmten Wellenlänge und Temperatur.

1) Die ausführliche Arbeit mit allem Beobachtungsmaterial und ausführlicher Beschreibung der Apparatur wird im Bull. Bur. of Stand. erscheinen.

Nach diesem Verfahren ausgeführte Bestimmungen stimmten mit den nach dem Verfahren der mikroskopischen Schmelzen angestellten überein, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist. Die Kurve dieser Figur stellt das monochromatische Emissionsvermögen für $\lambda = 0{,}65\ \mu$ als Funktion der Temperatur dar. In dem Bereich von 700 bis 1300° C nimmt das Emissionsvermögen mit steigender Temperatur ab.

Fig. 2 zeigt die Dispersion des Emissionsvermögens des NiO im Bereiche $\lambda = 0{,}5\ \mu$ bis $\lambda = 0{,}7\ \mu$ für die Temperaturen 938°, 1058°,



Monochromatisches Emissionsvermögen ($\lambda = 0{,}65\ \mu$) als Funktion der Temperatur.

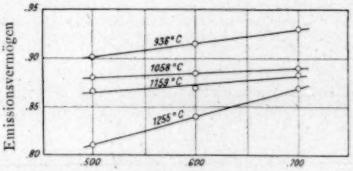
Fig. 1.

1150° und 1255° C. In diesem Spektralbereich nimmt, wie sich herausgestellt hat, das Emissionsvermögen mit wachsender Wellenlänge zu. Der Typus der Kurven läßt das Vorhandensein einer Absorptionsbande im frühen Ultrarot vermuten, die aber vermutlich breit und nicht scharf definiert ist.

Die Gesamtstrahlung des NiO wurde mit Hilfe von 12 Pyrometern von der Thwing- und von der Férytype untersucht. Diese Instrumente wurden auf einen Streifen des elektrisch erhitzten Oxyds eingestellt. Die scheinbaren Temperaturen des Oxyds für $\lambda = 0{,}65\ \mu$ wurden mit einem Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer gemessen, und diese Werte wurden mit Hilfe der Bestimmungen über das monochromatische Emissionsvermögen auf wahre Temperaturen korrigiert. Kennt man die scheinbare absolute Temperatur S, wie sie durch die Strahlungspyrometer bestimmt wird, und die wahre absolute Temperatur T, so kann man das Gesamtemissionsvermögen E aus der Beziehung

$$E = \frac{S^4 - T_0^4}{T^4 - T_0^4}$$

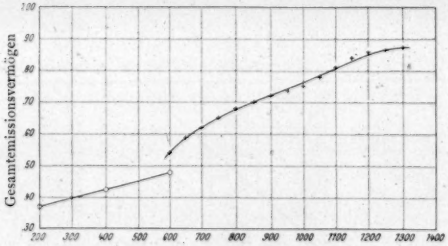
ermitteln, wo T_0 die absolute Temperatur des Empfängers ist.



Monochromatisches Emissionsvermögen als Funktion der Wellenlänge.

Fig. 2.

Fig. 3 stellt das Gesamtemissionsvermögen als Funktion der Temperatur dar. Die Zunahme des Emissionsvermögens mit steigender Temperatur ist sehr ausgeprägt. Zwischen 700° und 1200° ist die Zunahme nahezu proportional der Temperatur. Offenbar wird diese lineare Beziehung sich nicht unbegrenzt fortsetzen, denn das Emissionsvermögen kann nicht 1,00 überschreiten oder null werden. Die charakteristische Kurve muß daher die Gestalt eines $\int$ haben. Diese Abweichung von der Geraden zeigt sich zwischen 1200° und 1300°.



Gesamtemissionsvermögen als Funktion der Temperatur.

Fig. 3.

Möglicherweise nimmt bei noch höheren Temperaturen das Emissionsvermögen sehr schwach und allmählich zu, bis etwa durch das Schmelzen des Oxyds eine Unstetigkeit in der Kurve herbeigeführt wird. Irgendwo unterhalb 600° C muß die Kurve abermals ihre Neigung verändern, wobei sie möglicherweise annähernd parallel zur Temperaturachse wird.

Die drei in Fig. 3 durch Kreise bezeichneten Punkte sind den Angaben von Randolph und Overholser entnommen. Es ist möglich, unsere Kurve so zu erweitern, daß sie mit den seitens dieser Forscher bestimmten Punkten für 400° und für 200° zusammenfällt. Die Unstimmigkeit zwischen den beiden Kurven bei 600° deutet indessen auf eine systematische Verschiedenheit zwischen den beiden Reihen von Daten hin.

Die nachstehende Tabelle gibt die wahren Temperaturen an, die den Temperaturen entsprechen, wie sie (1) mittels eines optischen Pyrometers unter Verwendung roten Lichtes ($\lambda = 0{,}65\ \mu$) und (2) mittels eines Gesamtstrahlungspyrometers mit Einstellung auf das Nickeloxyd ermittelt worden sind.

Beobachtete Temperatur	Wahre Temperatur	
	Optisches Pyrometer	Strahlungspyrometer
°C	°C	°C
600	—	710
700	701	800
800	802	895
900	904	985
1000	1007	1075
1100	1110	1165
1200	1215	1255
1300	1320	1350

Washington, D. C., 18. Juni 1914.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 30. Juni 1914.)

Über die Abhängigkeit der Suszeptibilität paramagnetischer Substanzen von der Dichte. (Over de wijze waarop de susceptibiliteit van paramagnetische stoffen van de dichtheid afhangt.)

Von W. H. Keesom.

§ 1. Einleitung.

In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich einen Ausdruck für die molekulare Rotationsenergie in einem System frei rotierender Moleküle als Funktion der Temperatur entwickelt. Diesen Ausdruck habe ich in die Theorien von Langevin und Weiss eingeführt, in der Voraussetzung, daß im Falle einer Abweichung von den Äquipartitionsgesetzen die Statistik der Orientierungen der Moleküle unter dem Einflusse eines äußeren richtenden Feldes — im vorliegenden Falle eines Magnetfeldes — durch den Wert u_r der Rotationsenergie in derselben Weise bestimmt wird, wie im Falle der Äquipartition durch kT. Es ergab sich dabei, daß sich verschiedene Versuchsergebnisse auf diese Weise sehr befriedigend darstellen lassen[1]).

1) Leiden Comm., Suppl. 32a, 1913; diese Zeitschr. **15**, 8, 1914.

1) Die in der oben genannten Arbeit entwickelten Ausdrücke scheinen auch geeignet zu sein (soweit Beobachtungsmaterial vorliegt), eine quantitative Darstellung zu geben von der Herabsetzung der Temperatur des Curiepunktes durch den Zusatz eines diamagnetischen Metalles zu einem ferromagnetischen, mit dem es Mischkristalle bildet, unter der Voraussetzung, daß das diamagnetische Metall keinen anderen Einfluß ausübt, als daß die gegenseitige Wirkung der ferromagnetischen Moleküle infolge der Zunahme ihres Abstandes verringert wird, zumal was das Molekularfeld betrifft, entsprechend der weiterhin in dieser Anmerkung erwähnten Voraussetzung. In Fig. 1 stellen

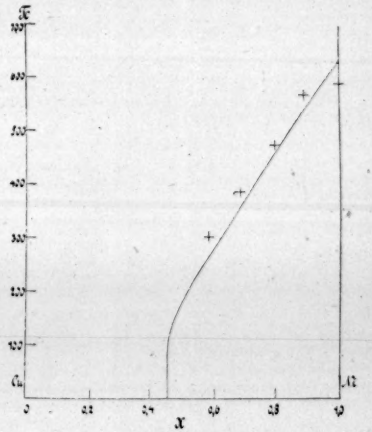


Fig. 1.

die mit +++ bezeichneten Punkte die Temperatur T_C des Curiepunktes von Nickel-Kupferlegierungen als Funktion der Massenzusammensetzung x des Nickels nach W. Guertler und G. Tammann (Zeitschr. f. anorg. Chem. **52**, 25, 1907) dar. [Die hier eingeführte Größe x ist nicht mit jener in Gleichung (4) zu verwechseln.] Die Kurve stellt die Rechnungsergebnisse dar. Bei der Berechnung bin ich ausgegangen von der auf die Nickelmoleküle angewandten Gleichung (16) meiner Arbeit (Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. **15**, 8, 1914):

$$u_{rC} = \frac{N_m n \varrho \mu^2}{3}. \qquad (a)$$

Die Dichte der verschiedenen Nickel-Kupferlegierungen habe ich als gleich angenommen, so daß die Dichte des

In der oben genannten Mitteilung ist durchweg[1]) vorausgesetzt worden, daß das Molekülsystem in demselben Volumen enthalten sei, und bei der Vergleichung mit den Versuchsergebnissen ist der Einfluß unberücksichtigt geblieben, den die verhältnismäßig kleinen Änderungen der Dichte mit der Temperatur auf den Parameter Θ_0 ausüben, der in den Formeln der genannten Mitteilung auftritt, und den ich *„die charakteristische Nullpunktstemperatur"* nennen will.

Seither haben die Messungen von Perrier und Kamerlingh Onnes über die Suszeptibilität flüssiger Sauerstoff-Stickstoffgemische[2]) sehr wichtige Daten geliefert. Wenn man diese unter dem Gesichtspunkt betrachtet, den ich in der genannten Arbeit eingenommen habe, so gestatten sie einen Schluß auf die Art der Abhängigkeit der charakteristischen Nullpunktstemperatur Θ_0 von der Zusammensetzung dieser Gemische. Nimmt man weiter mit Perrier und Kamerlingh Onnes an, daß in erster Annäherung die Gegenwart der Stickstoffmoleküle in diesen Gemischen keinen direkten Einfluß auf die statistische Verteilung der Orientierungen oder auf das magnetische Moment der Sauerstoffmoleküle ausübt, so daß die Änderungen der Suszeptibilität einzig und allein durch die Änderungen in der Dichte des Sauerstoffes bestimmt werden, so liefern diese Messungen gleichzeitig Daten für eine Diskussion der Frage nach der Abhängigkeit der Größe Θ_0 von der Dichte.

Wir wollen zunächst die Frage behandeln, ob die Ergebnisse der vorgenannten Messungen von Perrier und Kamerlingh Onnes sich mit Hilfe der von mir angegebenen Beziehungen[1]) darstellen lassen[2]). Im § 2 werde ich zeigen, daß die Antwort „Ja" lautet; im § 3 ergibt sich dasselbe für die Messungen über die Suszeptibilität des flüssigen Sauerstoffs innerhalb weiterer Temperaturgrenzen; § 4 enthält den aus den §§ 2 und 3 folgenden Schluß. In den weiteren Paragraphen werden schließlich die aus diesen Messungen sich ergebenden Folgerungen betreffs der Abhängigkeit von Θ_0 von der Dichte behandelt[3]).

§ 2. Die Suszeptibilität flüssiger Sauerstoff-Stickstoffgemische und die Anwendung der Quantentheorie auf den Paramagnetismus.

Behufs Beantwortung der Frage, ob sich die Messungsergebnisse von Perrier und Kamerlingh Onnes mit Hilfe der von mir angegebenen Beziehungen[1]) darstellen lassen, so weit diese auf paramagnetische Substanzen anwendbar sind, wurde die Suszeptibilität des Sauerstoffes in den Gemischen[4]) mit der spezifischen Suszeptibilität reinen Sauerstoffes im gasförmigen Zustande bei derselben Temperatur verglichen, wie sie sich aus den Messungen von Weiss und Piccard ergeben würde, falls das Curie- und Lange-

---

Nickels in der Legierung gleich $\varrho = \varrho_1 x$ gesetzt werden kann, wo der Index 1 anzeigt, daß die betreffende Größe dem Werte $x = 1$, d. i. in unserem Falle Nickel, entspricht. Ferner habe ich angenommen, daß der Koeffizient des Molekularfeldes, N_m, nicht von der Zusammensetzung abhängt. Diese Annahme involviert, daß, bei konstant gehaltener Magnetisierung der Masseneinheit, *das Molekularfeld proportional der ersten Potenz der Dichte der ferromagnetischen Komponente ist*; dieser Zusammenhang unterscheidet sich von dem Ergebnis, das Weiss (C. R. 157, 1405, 1913) für Legierungen der beiden ferromagnetischen Metalle Nickel und Kobalt aus der Abhängigkeit der unter der Annahme der Aquipartition abgeleiteten Konstante des Molekularfeldes von der Zusammensetzung gewonnen hat.

Weiter habe ich (gemäß § 5 der vorliegenden Arbeit) Θ_0 proportional $x^{2/3}$ gesetzt:

$$\Theta_0 = \Theta_{0,1}\, x^{2/3} \qquad (b)$$

Die Gleichung, welche den einem gegebenen Werte von x entsprechenden Wert von T_C bestimmt, läßt sich dann in die Form:

$$\frac{u_{rc}}{u_{r0}} = \frac{u_{rc1}}{u_{r0,1}}\, x^{1/2} \qquad (c)$$

bringen.

Für Nickel ($T_{c1} = 633$, $\Theta_{0,1} = 2100$, vgl. § 4 von Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. 15, 8, 1914) ist $\frac{u_{rc1}}{u_{r0,1}} = 1{,}30$. Aus $\frac{u_{rc}}{u_{r0}}$ kann man den Wert von $\frac{T_c}{\Theta_0}$ ableiten und dann mit Hilfe von Θ_0 aus (b) den Wert von T_c finden, der x entspricht.

Eine Fortsetzung der Untersuchungen über die Magnetisierung von Legierungen, wie die oben erwähnten, insbesondere für solche Zusammensetzungen, bei denen der Curiepunkt unterhalb 0° C liegt, würde großes Interesse bieten; einerseits würde sie nämlich die Anwendung der Quantentheorie einer Prüfung unterwerfen (nach dieser Theorie ließen sich mit solchen Legierungen die verschiedenen in Fig. 3 von Leiden Comm., Suppl. 32b; diese Zeitschr. 15, 86, 1914, angedeuteten Fälle verwirklichen); andererseits würden durch sie unsere Kenntnisse vom Molekularfelde vermehrt werden. (Zusatz bei der Korrektur der holländischen Ausgabe: Inzwischen habe ich eine Veröffentlichung des Herrn P. Weiss erhalten [Ann. de Physique (9) 1, 134, Febr. 1914], in welcher erwähnt wird, daß zwecks Erforschung des Molekularfeldes bereits eine Reihe von Messungen über Legierungen von Nickel und Kupfer angestellt worden sind.)

1) Mit Ausnahme von Leiden Comm., Suppl. 32a, S. 6, Fußnote 2, bzw. diese Zeitschr. 15, 9, Spalte 2 Fußnote.

2) Alb. Perrier u. H. Kamerlingh Onnes, Leiden Comm. 139d, Febr. 1914.

1) Leiden Comm., Suppl. 32a, 1913; diese Zeitschr. 15, 8, 1914.

2) Wegen einer ausführlichen Erörterung jener Messungen auf Grund der Annahme eines negativen Molekularfeldes, sowie wegen einer Würdigung der übrigen Umstände, die etwa einen Einfluß ausüben können, sei auf die oben (loc. cit.) erwähnte Arbeit von Perrier und Kamerlingh Onnes verwiesen.

3) Die Hauptergebnisse dieser Arbeit sind bereits in die englische Ausgabe von Leiden Comm. 139d, S. 53, Fußnote 1, aufgenommen worden.

4) Leiden Comm. 139d, Tabelle I.

vinsche Gesetz bis zu jener Temperatur herab gültig bliebe[1]). Diesen Wert wollen wir den Äquipartitionswert $\chi_{\text{äq.}}$ nennen.

Unter der Annahme, die ich bereits im § 1 erwähnt habe, daß nämlich die Gegenwart der Stickstoffmoleküle keine Änderung des magnetischen Moments der Sauerstoffmoleküle hervorruft, wird die (paramagnetische) spezifische Suszeptibilität des Sauerstoffs in dem Gemische bestimmt durch die Beziehung von Oosterhuis:

$$\chi_{O_2 \text{ im Gemisch}} = \frac{n\mu^2}{3u_r}. \qquad (1)$$

In dieser Beziehung stellt n die Anzahl der Sauerstoffmoleküle in 1 Gramm Sauerstoff dar; μ ist das magnetische Moment eines Sauerstoffmoleküls, u_r die mittlere Rotationsenergie (um zwei zur magnetischen Achse senkrechte Achsen) eines Sauerstoffmoleküls in dem Gemisch bei der betrachteten Temperatur und Dichte. Nach Langevin ist

$$\chi_{\text{äq.}} = \frac{n\mu^2}{3kT}. \qquad (2)$$

Durch Division ergibt sich:

$$\frac{\chi_{\text{äq.}}}{\chi_{O_2 \text{ im Gemisch}}} = \frac{u_r}{kT} \qquad (3)$$

Nehmen wir für u_r die Temperaturfunktion an, die ich[2]) entwickelt habe, und die bestimmt ist durch:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{u_r}{u_{r0}}\right)^{1/2} &= 1 + \frac{8}{x^4}\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \\ \frac{T}{\Theta_0} &= \frac{1}{x}\left(\frac{u_r}{u_{r0}}\right)^{1/2}, \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

wo

$$u_{r0} = \frac{3}{8}k\Theta_0, \qquad (5)$$

so kann man für jeden Wert von x die entsprechenden Werte von $\frac{u_r}{kT}$ und von $\frac{T}{\Theta_0}$ berechnen. Der Wert von $\frac{T}{\Theta_0}$, der dem durch die Gleichung (3) gegebenen Wert von $\frac{u_r}{kT}$ entspricht, läßt sich dann durch graphische Interpolation finden, und Θ_0 folgt dann unmittelbar daraus.

Aus den Daten der Tabelle I der Veröffentlichung von Perrier und Kamerlingh Onnes[1]) sind auf diese Weise die folgenden Werte gewonnen worden:

Tabelle I.

Werte von Θ_0.

Gemisch	ϱ	$t =$ −195,65	$t =$ −202,23	$t =$ −208,84	Mittel	$\Delta\left(=\frac{2}{15}\Theta_0\right)$
I	0,7458	165	161	159	162	21,6
II	0,4010	97,5	99,5	97,1	98,0	13,1
III	0,2304	53,9	55,1	[61,0]	54,5	7,3
IV	0,1380	25,0	21,3	23,6	23,3	3,1
V	0,0801	7,5[3]		10,6	9,1	1,2

Aus der Tatsache, daß die einzelnen Werte von Θ_0 unregelmäßig um die Mittelwerte schwanken, kann man den Schluß ziehen, daß sich die Beobachtungen mit hinreichender Genauigkeit durch die Gleichungen (1) und (4) darstellen lassen. Dies wird durch die Tabelle II bestätigt, welche die mittels der in Tabelle I angegebenen Werte von Θ_0 berechneten Werte von χ enthält. Die Tabelle II enthält ferner die Abweichungen $O-C$ der beobachteten von den berechneten Werten.

Tabelle II.

Berechnete spezifische Suszeptibilitäten des Sauerstoffs und Vergleichung mit den beobachteten Werten.

Gemisch	ϱ	$t =$ −195,65	$O-C$	$t =$ −202,23	$O-C$	$t =$ −208,84	$O-C$
I	0,7458	296,2	−1,7	313,9	+0,6	334,5	+2,0
II	0,4010	336,2	−0,2	361,2	−1,6	390,1	+0,5
III	0,2304	363,6	+0,5	393,8	−0,8	429,2	[−5,7]
IV	0,1380	384,6	−1,0	418,8	+1,6	460,1	−0,3
V	0,0801	393,7	+1,3			473,2	−1,2

Tabelle II bestätigt den Schluß, daß sich die Beobachtungen über die spezifische Suszeptibilität des Sauerstoffs in den flüssigen Gemischen von Stickstoff und Sauerstoff innerhalb der Genauigkeitsgrenzen jener Beobachtungen dadurch darstellen lassen, daß man in der Theorie von Langevin den Ausdruck kT durch einen Ausdruck für die molekulare Rotationsenergie ersetzt, die man aus der Quantentheorie unter der Annahme einer Nullpunktsenergie ableitet[2]).

Diese Beobachtungen führen somit keine Entscheidung zwischen der eben erwähnten An-

1) Leiden Comm. 139d, Tabelle I.

2) Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. 15, 8, 1914.

1) Leiden Comm. 139d.

2) Wie mir Herr Dr. Oosterhuis mitteilt, führen Rechnungen, die in der oben angedeuteten Weise ausgeführt worden sind, bei denen aber für u_r der von ihm in Leiden Comm., Suppl. 31, angenommene Wert benutzt worden ist, zu demselben Ergebnis; vgl. Leiden Comm. 139d, S. 53, Anm. 1.

nahme und jener herbei, nach welcher der Ausdruck kT in der Theorie von Langevin unverändert bleibt, aber die Annahme eines negativen Molekularfeldes hinzutritt, was, wie Perrier und Kamerlingh Onnes gefunden haben, mit den Beobachtungen hinreichend im Einklang ist[1]). Einstweilen ist zu erwähnen, daß nach der Annahme, die wir hier untersuchen, die Neigung der χ^{-1}, T-Linien sich für die Gemische mit geringer Dichte des Sauerstoffes dem Äquipartitionswerte für Sauerstoff nähert, der sich aus den Messungen von Weiss und Piccard ergibt. Auf Grund der Annahme eines negativen molekularen Feldes mit unveränderter molekularer Rotationsenergie hingegen kann man, wie Perrier und Kamerlingh Onnes gefunden haben, eine Übereinstimmung der Neigungen nur mit Hilfe einer neuen Hypothese erhalten (sofern man nicht den Unterschied in der Neigung einer systematischen Abweichung experimentellen Ursprungs zuschreibt).

§ 3. Die Suszeptibilität flüssigen Sauerstoffes und die Anwendung der Quantentheorie auf den Paramagnetismus.

Die Suszeptibilität des flüssigen Sauerstoffes ist innerhalb eines erheblich weiteren Temperaturbereiches gemessen worden[2]), als es für die im § 2 behandelten Gemische möglich gewesen ist. Es ist daher wichtig, zu untersuchen, ob die verfügbaren Daten für flüssigen Sauerstoff sich ebenfalls durch die Beziehungen (1) und (4) darstellen lassen. In der Tabelle III sind die diesbezüglichen Daten zusammengestellt worden.

Wie Perrier und Kamerlingh Onnes bemerken, muß man die Änderung der Dichte des flüssigen Sauerstoffes berücksichtigen. Bei der Reduktion von Θ_0 auf denselben Wert der Dichte wurde das Ergebnis benutzt, welches weiter unten im § 5 aus den Beobachtungen über die oben erwähnten Gemische in Verbindung mit jenen für den Sauerstoff abgeleitet wird, daß nämlich bei diesen größeren Dichten Θ_0 proportional $\varrho^{7/3}$ ist.

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist als befriedigend anzusehen. Dieser Schluß findet eine Stütze in den Beobachtungen von Kamerlingh Onnes und Oosterhuis:

Tabelle IIIa.

Spezifische Suszeptibilität flüssigen Sauerstoffes.

(Nach Kamerlingh Onnes und Perrier.)

T	$\chi \cdot 10^6$	Θ_{00}	ϱ	Θ_0 für $\frac{\varrho}{\varrho} = 1{,}235$	$\chi_{ber.} \cdot 10^6$ für $\Theta_0 = 232 \cdot \left(\frac{\varrho}{1{,}235}\right)^{7/3}$	$O-C$
64,25	284,9	232,5	1,267	229	282,6	+2,3
70,86	271,4	232,7	1,235	233	271,7	−0,3
77,44	259,6	231,3	1,204	235	261,3	−1,7
90,1	241,1	220,2	1,143	232	240,9	+0,2
			Mittel	232		

1) Leiden Comm. 139d.

2) Von 65,25° K. bis 90,1° K. von Kamerlingh Onnes und Perrier, Leiden Comm. 116; von 70,2° K. bis 90,1° K. von Kamerlingh Onnes und Oosterhuis, Leiden Comm. 132e.

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist als befriedigend anzusehen. Dieser Schluß findet eine Stütze in den Beobachtungen von Kamerlingh Onnes und Oosterhuis:

Tabelle IIIb.

Spezifische Suszeptibilität flüssigen Sauerstoffes.

(Nach Kamerlingh Onnes und Oosterhuis.)

T	$\chi \cdot 10^6$	$\Theta_{00} = 232 \cdot \left(\frac{\varrho}{1{,}235}\right)^{7/3}$	$\chi_{ber.} \cdot 10^6$	$O-C$
70,2	270,7	232,6$_3$	272,8	−2,1
79,1	258,1	227,4	258,8	−0,7
90,1	241,1	220,2	241,0	+0,1

§ 4. Schlußfolgerung.

Die in den §§ 2 und 3 behandelten Daten führen zu folgendem Schlusse:

Die Suszeptibilität des Sauerstoffes in flüssigen Sauerstoff-Stickstoffgemischen, sowie die des flüssigen Sauerstoffes, läßt sich innerhalb der Grenzen der Beobachtungsgenauigkeit mittels der Anwendung der Quantentheorie auf den Paramagnetismus darstellen, wie sie in den Gleichungen (1) und (4) ausgedrückt ist.

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist (zumal wenn man die Suszeptibilität des flüssigen Sauerstoffes ebenfalls im ganzen Temperaturbereich betrachtet) etwas besser bei Anwendung der Quantentheorie als bei alleiniger Einführung eines negativen Molekularfeldes. Perrier und Kamerlingh Onnes finden es bei den Gemischen aus Sauerstoff und Stickstoff tatsächlich notwendig, auch den Wert der Curieschen Konstante zu verändern. Für flüssigen Sauerstoff angestellte Rechnungen bestätigen diesen Schluß. Dabei wird es anheim gelassen, ob nicht, falls man auch beim flüssigen Sauerstoff eine veränderte Curiesche Konstante annimmt, durch Einführung eines negativen molekularen Feldes auch für diesen Stoff eine ebenso gute Übereinstimmung erhalten werden kann.

§ 5. Abhängigkeit der charakteristischen Nullpunktstemperatur von der Dichte.

Die Tabelle IV zeigt die Art der Abhängigkeit der Größe Θ_0 von der Dichte ϱ des Sauerstoffes.

Tabelle IV.

ϱ	Θ_0	$\frac{\Delta \log \Theta_0}{\Delta \log \varrho}$
0,0801	9,1	
		1,73
0,1381	23,3	
		1,66
0,2304	54,5	
		1,06
0,4010	98,0	
		0,82
0,7458	162	
		0,71
1,235	232	

Aus der letzten Spalte der Tabelle können wir den Schluß ziehen, daß sich bei den höheren Dichten $\frac{\Delta \log \Theta_0}{\Delta \log \varrho}$ dem Werte $^2/_3$ nähert. Für diese Dichten können wir daher als Grenzgesetz schreiben:

$$\Theta_0 = a\varrho^{2/3}, \qquad (6)$$

wo a (für eine bestimmte Substanz) eine Konstante ist. *Diese Abhängigkeit von Θ_0 von der Dichte stimmt durchaus mit jener überein, die ich* in meiner früheren Veröffentlichung[1]) aus den dort zugrunde gelegten Hypothesen [s. Gleichung (18b) jener Arbeit] *für die molekularen Translationsbewegungen abgeleitet habe.*

Dieses Ergebnis läßt sich als Zeichen dafür deuten, daß der Proportionalitätsfaktor in der Beziehung[2])

$$c \sim u_r^{1/2},$$

wo c die Geschwindigkeit der dort betrachteten „Rotationswellen" darstellt, nicht nur von der Temperatur, sondern auch von der Dichte unabhängig ist, wie dies nach Gleichung (7) derselben Arbeit für die entsprechenden „Translationalswellen" der Fall ist.

In Fig. 2 stellen die durch kleine Kreise gekennzeichneten Punkte die aus den Beobachtungen abgeleiteten Werte von Θ_0 als Funktion von ϱ dar. Die gestrichelte Kurve gibt $a\varrho^{2/3}$ wieder, wo a so gewählt worden ist, daß sich bei den höheren Werten von ϱ Übereinstimmung ergibt. Die Übereinstimmung ist in der Tat für $\varrho > 1$ sehr gut, wie daraus hervorgeht, daß sich die beiden Kurven hier nicht bei einem bestimmten Werte von ϱ schneiden, sondern innerhalb eines gewissen Dichtebereichs zusammenfallen.

Für Werte von $\varrho < 1$ beginnt eine Abweichung sichtbar zu werden; diese Abweichung nimmt beim Übergang zu niedrigeren Werten von ϱ anfänglich regelmäßig zu.

Es liegt auf der Hand, diese Übereinstimmung bei höheren und diese Abweichung bei niedri-

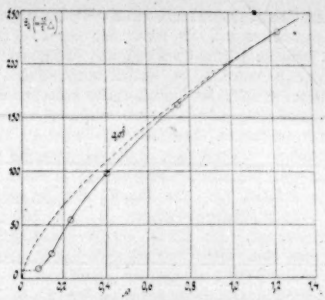


Fig. 2.

geren Dichten folgendem zuzuschreiben[1]): Bei größeren Dichten werden die Rotationen der Sauerstoffmoleküle fortwährend durch Zusammenstöße, oder zum mindesten durch Wechselwirkungen mit den übrigen Sauerstoffmolekülen, gestört, so daß die Umlaufsperioden der Sauerstoffmoleküle bei der Bestimmung der für die Energieverteilung maßgebenden Frequenzen in dem System keine Rolle spielen können.

Bei diesen Dichten werden die Frequenzen nach Jeans durch die Analyse der molekularen Rotationsbewegungen in dem System in Eigenschwingungen bestimmt; dann gelten die im § 2 meiner angeführten Arbeit angegebenen Beziehungen näherungsweise.

Bei geringen Dichten hingegen, wo jedes Molekül durchschnittlich eine gewisse Zahl von Umläufen vollendet, ehe seine Drehung durch den Zusammenstoß (die Wechselwirkung) mit einem anderen Molekül gestört wird, ist es die Anzahl der Umläufe der einzelnen Moleküle in der Zeiteinheit, welche die Energieverteilung bestimmt. Diese Frequenzen sind dann im Grenzfalle durch die Einsteinsche Beziehung[2]):

$$u_{rr} = \frac{1}{2} I (2\pi\nu)^2$$

bestimmt und sind unabhängig von der Dichte.

Zwischen diesen beiden Grenzfällen liegt ein Übergangsgebiet.

Vergleicht man (für $T = 85$) die Anzahl der Zusammenstöße, die ein Sauerstoffmolekül in 1 Sek. bei $\varrho = 1$ erfährt (den Moleküldurchmesser aus der inneren Reibung zu $\sigma = 3 \cdot 10^{-8}$ abgeleitet), mit der Anzahl der Umläufe in der Sekunde (wobei der Abstand der Sauerstoffatome $= 0{,}7 \cdot 10^{-8}$ angenommen ist, und zwar auf

1) Leiden Comm., Suppl. 30a; diese Zeitschr. **14**, 665, 1913.

2) Vgl. Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. **15**, 8, § 2.

1) Vgl. die oben (S. 724, Sp. 1, Fußnote 1) genannte Anmerkung.

2) Rapports du Conseil Solvay, 1911, S. 433.

Grund des nach Holm[1]) aus $\Delta = 1$ berechneten Trägheitsmoments, ein Wert, der gemäß Fig. 2 für Sauerstoff im gasförmigen Zustande angenommen wurde), so findet man, daß das Sauerstoffmolekül im Durchschnitt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen 0,4 Umdrehungen macht. Man braucht indessen nicht notwendig anzunehmen, daß die Anzahl der Störungen, die die Drehbewegung in einer Sekunde erfährt, mit der Anzahl der Störungen der Translationsbewegungen in der Sekunde übereinstimmt. Es bleibt somit etwas Raum für eine von der vorerwähnten abweichende durchschnittliche Umlaufszahl zwischen zwei aufeinanderfolgenden Störungen der Drehbewegung. Wenn wir aber annehmen, daß die Größenordnung nicht wesentlich anders sein wird, so ist das oben genannte Rechnungsergebnis durchaus verträglich mit der oben entwickelten Theorie, daß bei $\varrho = 1$ ein Übergangsgebiet beginnt, in welchem die Frequenzen der einzelnen Moleküle anfangen, bei der Energieverteilung eine Rolle zu spielen.

Diese Theorie enthält die Behauptung, daß bei kleineren Dichten u_r nicht mehr durch die in meiner früheren Arbeit[2]) und den Gleichungen (4) und (5) der vorliegenden Arbeit ausgedrückten Beziehungen bestimmt wird. Nichtsdestoweniger kann man, weil nämlich u_r in verhältnismäßig gegen die besondere Annahme über die Verteilung der Frequenzen unempfindlicher Weise von T abhängt[3]), auf Grund dieser Beziehungen immer noch eine gute Übereinstimmung mit den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Beobachtungen erhalten; die Werte von Θ_0, welche eine solche Übereinstimmung ergeben, haben dann aber nicht die in der mehrfach genannten Arbeit[2]) durch die Theorie festgelegte Bedeutung.

Einstweilen können wir dem Teile der Θ_0, ϱ-Kurve für kleinere Dichten ($\varrho < 0{,}15$) in Fig. 2 eine einfache Bedeutung beilegen, wenn wir nämlich annehmen, daß die Kurve in diesem Gebiet $\frac{15}{2}\Delta$ darstellt, wenn Δ dadurch bestimmt wird, daß sich die u_r, T-Kurve auf der Seite der hohen Temperaturen asymptotisch dem Werte

$$u_r = k(T + \Delta)$$

nähert.

Da auf Grund der in meinen früheren Arbeiten angegebenen Beziehungen[1]) $\Theta_0 = \frac{15}{2}\Delta$ ist, hat die Kurve auch für $\varrho > 1$ diese Bedeutung. Zum Zwecke einer eingehenderen Deutung der Kurve in dem Übergangsgebiet wird die Theorie noch weiter entwickelt werden müssen.

Auf der Seite der kleinen Dichten wurde die Kurve in Fig. 2 (wie durch Strichelung angedeutet) extrapoliert zu einem Teil, das parallel zur ϱ-Achse endet, im Einklang mit der obigen Theorie, daß bei geringen Dichten die Rotationsfrequenzen nicht mehr von der Dichte abhängig sind.

In diesem Dichtebereich wird die Drehungsenergie so bestimmt, wie in dem vereinfachten Schema von Einstein und Stern, und von Oosterhuis, in welchem allen Molekülen dieselbe Umlaufsgeschwindigkeit zugeschrieben wurde, oder besser, wie in der näher ausgearbeiteten Theorie von Holm[2]), in welcher die Verteilung der Umlaufsgeschwindigkeiten berücksichtigt wird.

Zusammenfassend können wir schließen, daß die Beobachtungen von Perrier und Kamerlingh Onnes über die Suszeptibilität flüssiger Gemische von Sauerstoff und Stickstoff zwar kein *experimentum crucis* zur Entscheidung zwischen der Theorie des negativen Molekularfeldes und der Anwendung der Quantentheorie auf den Paramagnetismus liefern, daß sie sich

1) E. Holm, Ann. d. Phys. (4) **42**, 1319, 1913. Die von Holm mit Θ bezeichnete Größe entspricht unserem Δ.

2) Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. **15**, 8, 1914.

3) Vgl. Oosterhuis, Leiden Comm., Suppl. 31, § 7.

1) Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. **15**, 8, 1914; vgl. Leiden Comm., Suppl. 32b; diese Zeitschr. **15**, 86, 1914; § 5.

2) E. Holm, Ann. d. Phys. (4) **42**, 1311, 1913. In dieser Theorie treten in dem System rotierender Moleküle alle Frequenzen auf, und hinsichtlich der Verteilung der Moleküle nach den Frequenzen ist — analog dem Verfahren, das Planck in seiner neuen Theorie für lineare Oszillatoren eingeschlagen hat — die Ebene, in welcher der Zustand eines um eine einzige Achse rotierenden Moleküls durch die Werte seines Azimuts und des Moments seiner Bewegungsgröße dargestellt wird, in Gebiete konstanter Wahrscheinlichkeit eingeteilt, die von Energiekurven $u = n\frac{h\nu}{2}$ begrenzt werden. Diese Theorie ist verträglich mit den Ergebnissen von Bjerrum und E. v. Bahr über den diskontinuierlichen Charakter des Absorptionsspektrums im Ultrarot bei Gasen mit nicht zu hoher Dichte, wenn man annimmt, daß die Absorption der von außen zugeführten Strahlungsenergie nur dann erfolgt, wenn der darstellende Punkt eine der oben erwähnten Begrenzungskurven erreicht hat (beispielsweise, weil sich die Wahrscheinlichkeit einer Emission bei Erreichung einer Begrenzungskurve durch das Vorhandensein der Strahlung von außen her ändert, vgl. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, 2. Auflage, § 151). Die Beobachtungen von E. v. Bahr über die Chlorwasserstoffsäure (Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1150, 1913) scheinen mehr zugunsten dieser Ansicht zu sprechen als zugunsten einer Verteilung, bei welcher in der oben genannten Ebene nur die Energiekurven $\left(n + \frac{1}{2}\right)\frac{h\nu}{2}$ mit Punkten besetzt sind, eine Annahme, auf die in der oben (S. 724, Sp. 1, Fußnote 1) genannten Anmerkung Bezug genommen wurde.

aber trotzdem völlig ungezwungen[1]) in das Gesamtschema einfügen, das man auf Grund dieser Anwendung aufstellen kann.

§ 6.

Die Ergebnisse des vorigen Paragraphen über die Abhängigkeit von Θ_0 von der Dichte führen zu folgendem Schlusse hinsichtlich des Einflusses der molekularen Drehbewegung auf den äußeren Druck. Bei solchen Dichten, bei denen u_r durch die Gleichungen (4) und (5) bestimmt wird und bei denen $\Theta_0 \sim \varrho^{1/3}$ ist, werden die Energie u_r, sowie auch die Entropie s_r, für die Drehbewegung durch dieselben Funktionen (nur mit einem anderen Werte von Θ_0) dargestellt wie die entsprechenden Größen für die translatorische Bewegung in einem idealen Gase.

In diesem Falle liefert die Rotationsbewegung einen Beitrag zum äußeren Druck, ähnlich jenem der translatorischen Bewegung. Das Verhältnis zwischen diesem Beitrage — bei einem Freiheitsgrade — und jenem, der in einem idealen Gase von der translatorischen Bewegung herrührt, nähert sich mit steigender Temperatur dem Werte 1[2]).

Bei geringen Dichten indessen, nämlich in dem Gebiete, in welchem Θ_0 nicht von ϱ abhängt, liefert die Drehbewegung keinen Beitrag zum äußeren Druck. Das steht im Einklang mit den Folgerungen, die man immer für ein ideales Gas abgeleitet hat, beispielsweise aus dem Boltzmannschen Entropieprinzip[3]), oder aus dem Virialtheorem. Umgekehrt folgt hieraus, daß in Fig. 2 die Θ_0,ϱ-Kurve bei den kleinen Dichten ihre Richtung in eine zur ϱ-Achse parallele ändern muß, wie dies der Punkt $\varrho = 0{,}08$ schon deutlich zeigt.

Zum Schlusse wollen wir noch für einen Augenblick auf die in der vorliegenden Mitteilung streng festgehaltene Annahme zurückkommen, daß die Gegenwart der Stickstoffmoleküle keinerlei Einfluß auf die Verteilung der Rotationsenergie der Sauerstoffmoleküle ausübt. Mit dieser Annahme würde der folgende Mechanismus in Einklang stehen: Die Sauerstoffmoleküle verhalten sich bei einem Zusammenstoße (wenigstens bei einem solchen mit den Stickstoffmolekülen) wie starre glatte Kugeln; sie tragen ein (magnetisches) Duplett oder haben nach § 7 meiner früheren Arbeit[1]) in dem betrachteten Temperaturbereich ein konstantes magnetisches Moment infolge einer Drehung um eine Achse kleinen Trägheitsmoments mit Nullpunktsenergie; die Stickstoffmoleküle haben eine derartige Struktur, daß sie keine Richtkraft auf die Sauerstoffmoleküle ausüben. Dieser Hinweis bezweckt indessen nichts weiter, als zu zeigen, daß die oben erwähnte Annahme keine unmögliche ist.

1) Die in diesem Paragraphen vorgebrachten Anschauungen über das Hervortreten der Rotationsfrequenzen der einzelnen Moleküle bilden tatsächlich, wie wir im § 6 wieder sehen werden, eine für den Fall geringer Dichten notwendige Ergänzung zu der in Leiden Comm., Suppl. 32a; diese Zeitschr. **15**, 8, 1914, entwickelten Theorie.

2) Ich finde, daß A. Wohl, Zeitschr. phys. Chem. **87**, 9, 1914, von ganz anderen Betrachtungen ausgehend, zur Annahme geführt wurde, daß bei größeren Dichten die molekulare Rotationsbewegung einen Beitrag zum äußeren Druck geben könne. [Anmerkung bei der Korrektur.]

3) Vgl. Leiden Comm., Suppl. 24a, § 4.

1) Leiden Comm., Suppl. 32b; diese Zeitschr. **15**, 86, 1914; § 7.

(Nach Korrekturbogen von Leiden Comm., Suppl. 36c, 1914, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Leiden, April 1914.

(Eingegangen 23. Juni 1914.)

Über das Zusammenwirken von elektrischen und magnetischen Feldern auf die rote Wasserstofflinie.

Von Antonio Garbasso.

Jede Wasserstofflinie aus der Balmerschen Serie zeigt, wie bekannt, einen normalen Zeemaneffekt, wird also zu einem Triplett aufgelöst[1]).

Im elektrischen Felde nimmt dagegen die Zahl der Komponenten mit der Ordnungszahl der betreffenden Linie zu[2]); dabei ist in jedem Falle das durch die äußere Wirkung entstandene Gebilde ein symmetrisches. Mit diesen Ergebnissen stimmte nun die ältere Voigtsche Theorie gar nicht[3]), während doch die neuere, die ein elektrisch äolotropes Atom postuliert, zwei symmetrisch gelegene Dubletts berechnet[4]). Nach der letztgenannten Auffassung nehmen die Bewegungsgleichungen die Form

$$\begin{cases} m\xi'' = -\left(k \pm \dfrac{k_1 eE}{k}\right)\xi, \\ m\eta'' = -\left(k \pm \dfrac{k_1 eE}{k}\right)\eta, \\ m\zeta'' = -\left(k \pm 2\dfrac{k_2 eE}{k}\right)\zeta \end{cases}$$

an, und hierdurch werden die von Lo Surdo bei der Wasserstofflinie H_β beobachteten Verhältnisse richtig dargestellt.

Wirkt mit dem elektrischen Felde noch ein magnetisches Feld nach der z-Achse zusammen, so treten auf der rechten Seite der ersten bzw. der zweiten Gleichung die Glieder

$$+hH\eta' \quad \text{und} \quad -hH\xi'$$

hinzu.

1) F. Croze, C. R. **154**, 1410, 1912.

2) A. Lo Surdo, Rend. Linc. (1) **23**, 143, 1914; J. Stark und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1017, 1914.

3) W. Voigt, Ann. d. Phys. **4**, 197, 1901.

4) W. Voigt, Gött. Nachr. 1, 1914.

Hieraus sind die sechs Frequenzen

$$\nu_s^* = \sqrt{\frac{k + \frac{k_1 e E}{k}}{m}} \left[1 \pm \frac{hH}{2\sqrt{m\left(k + \frac{k_1 e E}{k}\right)}} \right],$$

$$\nu_s^{**} = \sqrt{\frac{k - \frac{k_1 e E}{k}}{m}} \left[1 \pm \frac{hH}{2\sqrt{m\left(k - \frac{k_1 e E}{k}\right)}} \right],$$

$$\nu_p = \sqrt{\frac{k + 2\frac{k_2 e E}{k}}{m}}$$

zu erhalten.

„Die elektrische und die magnetische Wirkung lagern sich einfach übereinander“ [1]).

Ich habe vergebens versucht, dieses Resultat der Theorie durch den Versuch zu bestätigen; dazu ist nämlich die H_β-Linie in Lo Surdos Röhren eine zu schwache. Es ist mir dagegen gelungen, die entsprechende Erscheinung bei der H_α-Linie zu beobachten.

Eine Röhre von 1,5 mm Durchmesser, welche durch eine Hochspannungsbatterie (von 5000 Akkumulatoren) erregt war, wurde in die axiale Bohrung eines Weissschen Elektromagnets aufgestellt. Und die Beobachtung des von der ersten kathodischen Schicht ausgestrahlten Lichtes geschah durch ein kleines Michelsonsches Echelette-Gitter von 12 Stufen. Die Resultate sind durch folgende Figur dargestellt.

Transversale Beobachtung.

Ungestörte Linie . . . |

Elektrische Wirkung . . ↑ ┼ ↑

Magnetische Wirkung . . ┼↑┼

Zusammenwirkende Felder ↑ ┼┼ ↑

Es ist also unmöglich, die allereinfachsten Verhältnisse, die bei der H_α-Linie sich abspielen, nach der klassischen Theorie durch die Schwingungen eines einzigen Teilchens zu erklären.

1) Dieses Resultat wurde von mir der Italienischen Physikalischen Gesellschaft in Florenz am 14. April mitgeteilt.

Florenz, Physikalisches Institut der Kgl. Hochschule, 24. Juni 1914.

(Eingegangen 27. Juni 1914.)

Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. IV. [1])

Von J. Laub.

In den ersten drei in dieser Zeitschrift veröffentlichten Mitteilungen habe ich die Wirkungen beschrieben, die bei der Bestrahlung von *Zn*, *Cu*, *S* und Holzkohlenrändern mit Röntgenstrahlen entstehen und habe geschlossen, daß die Ränder der genannten Körper eine für das Röntgenlicht ausgezeichnete Mikrostruktur haben, so daß die Strahlen abgebeugt werden können. Um die Randeffekte zu erklären, wurden drei Möglichkeiten zugelassen, und ferner wurde angedeutet, daß es sehr wichtig wäre, zu entscheiden, ob in dem bestrahlten Körper bereits Mikrokristalle vorhanden sein müssen, damit das Röntgenlicht am Rand zerlegt werde.

Im folgenden möchte ich einige weitere Beobachtungen mitteilen, die, wie ich glaube, für die Optik des Röntgenlichts von Interesse sein werden. Der Zweck der Versuche war, eindeutig festzustellen, ob a) es möglich ist, durch die Abbeugung der Röntgenstrahlen die Ränder (Konturen) eines Körpers abzubilden [2]), b) ob auch an den Rändern eines ausgesprochen amorphen Körpers das Röntgenlicht abgebeugt wird.

Zu dem Ende habe ich zunächst die Ränder einer kreisförmigen Bleiblende von 3 cm Durchmesser mit einer mittelweichen Müllerröhre (Platinantikathode) 80 Minuten lang bestrahlt, wobei aber die Ränder mit Absicht etwas deformiert waren, wie man aus Fig. 1 sieht.

Auf der photographischen Platte waren dann Abbildungen vorhanden, wie sie in der Fig. 1

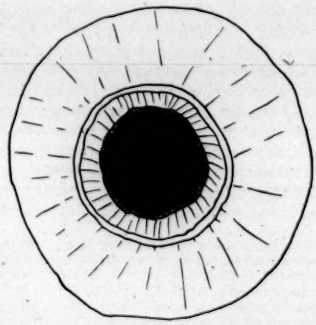


Fig. 1.

1) III: diese Zeitschr. **15**, 665, 1914.

2) Siehe meine zweite Mitteilung in dieser Zeitschr. (**15**, 622, 1914), aus der folgt, daß die Ränder eines *Zn*-Drahtes durch Abbeugung im vergrößerten Maße abgebildet sind.

schematisch angegeben sind ($^1/_2$ natürl. Größe). Der Durchstoßungskreis ist umgeben von einem tiefschwarzen Kreis (gestrichelt in der Figur), an den sich ein heller schließt; ferner sehen wir einen breiten, weniger geschwärzten Ring, durch den ein feiner schwärzerer Kreis geht. An den breiten Ring setzt sich fort, getrennt durch einen hellen Kreis, ein breiter, schwach geschwärzter, exakt begrenzter Ring. Die Konturen sämtlicher Kreise haben genau die Gestalt des etwas deformierten Bleirandes.

Wie ich mich mit Hilfe von Absorptionsmessungen in Glasplatten überzeugen konnte, gehören die Kreise verschieden harten Strahlen an. Die Strahlenhärte nimmt mit dem Abstand vom Durchstoßungskreis ab.

Als nun in den Gang der Primärstrahlen eine 5 mm starke Glasplatte gebracht wurde, fiel es mir auf, daß die Form der oben abgebildeten Kreise etwas verändert war, insbesondere war der äußerste Ring (langwellige Strahlen) vollständig auseinandergezogen. Auf diese Erscheinung gedenke ich noch später zurückzukommen.

Daraufhin bin ich zu meiner in den früheren Mitteilungen beschriebenen Versuchsanordnung zurückgekehrt. In die 1 cm starke Wand des Bleikastens wurde ein kreisförmiges Loch *a* von 1 cm Durchmesser gebohrt und gleich dahinter eine 2 mm dicke Bleiplatte so gestellt, daß sie etwa zwei Drittel des Loches zudeckte (siehe Fig. 2, Sicht von oben).

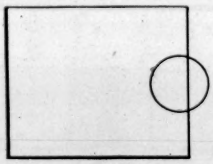


Fig. 2.

Aus dem Röntgenlicht wurde mit Hilfe einer Bleiblende von 3 cm Durchmesser ein Strahlenbündel ausgeschnitten, das dann nach dem Durchgang durch *a* auf den Rand fiel. In den zu bestrahlenden Rand wurde ein kleines Rechteck geschnitten. Die Röntgenstrahlen streiften also den freien Rand und die Ränder des kleinen Rechtecks. Hinter der Bleiplatte waren im Abstand von je 5 cm zwei Lumièreplatten aufgestellt, der Abstand Antikathode—Bleiplatte betrug 70 cm. Nach einer Bestrahlung von 3 Stunden erhielt ich ein Bild, dessen wesentliche Züge in Fig. 3 (natürl. Größe) wiedergegeben sind.

Fig. 3.

Wir sehen im Anschluß an den Rand eine lange Linie, die Konturen des direkten Bildes sind umgeben von einem tiefschwarzen „Mantel" (gestrichelt in der Figur). Außerdem sehen wir zwei lange, parallel laufende Linien und zwei Banden (horizontal gestrichelt in der Figur). Getrennt durch ein schmales helles Gebiet schließt sich rechts das Rechteck an, das ein vergrößertes Abbild des primären ist. Alle freien Ränder sieht man auf der Platte mindestens zweimal exakt abgebildet.

Um nun zu sehen, wie sich die Ränder eines amorphen Körpers verhalten, habe ich auf Rat des Herrn Geh. Rat Nernst an die Stelle der Bleiplatte eine 4 mm dicke Glasplatte gestellt. Das Ergebnis ist aus Fig. 4 (natürl. Größe) zu sehen.

Fig. 4.

Zwischen den scharf ausgeprägten Linien breitet sich ein Band aus, das ich der Klarheit wegen mit Absicht weggelassen habe. Aus demselben Grunde sind auch die schwachen Abbildungen des Halbkreises (PB-Rand) weggelassen. Es seien besonders hervorgehoben das deutliche Minimum (helle Linie) und die feine schwarze Linie, die sich an den Rand des Glases schließen. Bei der Betrachtung der Originalplatte wundert man sich über die scharfe Abbildung (in vergrößertem Maße) der Konturen, bis in die kleinsten Details, durch die abgebeugten Strahlen. — Der Randeffekt ist auch bei einer 1 mm dicken Glasplatte zu sehen.

Die erhaltenen Resultate scheinen mir von großer Wichtigkeit zu sein für die Frage der Abbildung sehr kleiner Körper durch Röntgenstrahlen. Denn da die Röntgenstrahlen an den molekularen Gebilden der Ränder, und zwar auch an den Rändern amorpher Körper abgebeugt werden, so muß es ja

prinzipiell möglich sein, die Konturen durch Abbeugung abzubilden.

Fassen wir nun die bis jetzt erhaltenen Resultate zusammen, so können wir sagen, daß wir mit ihrer Hilfe wahrscheinlich a) die Zusammensetzung des Röntgenlichts (Spektroskopie der Röntgenstrahlen), b) die Mikrostruktur der Ränder und eventuell das Wesen der Kräfte, die an den Rändern wirken, studieren können. Ferner ist die Möglichkeit gegeben, Konturen durch Abbeugung abzubilden.

Eine ausführliche Bearbeitung der mitgeteilten Resultate wird an anderer Stelle erscheinen.

Buenos-Aires, Departamento de Fisica del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, den 14. Mai 1914.

(Eingegangen 18. Juni 1914.)

Über die Zerlegung des Röntgenlichtes an einem Bleirand.

Von J. Laub.

In den in dieser Zeitschrift unter dem Titel „Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen" kürzlich erschienenen Abhandlungen wurde bereits auf die Möglichkeit hingewiesen, den dort beschriebenen Randeffekt zur Spektroskopie der Röntgenstrahlen zu benutzen. Es war mir klar, daß die von mir früher benutzte Versuchsanordnung (weites kreisrundes Loch, Körperrand) zu dem Zweck ungünstig ist, denn die Wirkungen der beiden Ränder (gerader Rand der Platte, kreisförmiger Rand der Blende) überlagern sich zu sehr, ferner stört das direkte Strahlenbündel. Ich habe daher die Röntgenstrahlen durch einen sehr feinen, von zwei Bleirändern gebildeten, rechteckigen Schlitz gehen lassen. Das hatte den Vorteil, daß ich 1. eine sehr scharfe Linie bekommen konnte und 2., wenn eine Zerlegung des Lichtes an den Rändern wirklich statthaben sollte, so war es zu erwarten, in symmetrischer Lage zu beiden Seiten des Schlitzes dasselbe Bild zu erhalten. Meine Vermutung wurde durch den Versuch vollständig bestätigt, denn ich erhielt sehr schöne Spektrogramme, die an Schärfe nichts zu wünschen übrig lassen.

Es sind mit verschieden harten Müllerschen Röhren (*Pt*-Antikathode) zwölf Spektrogramme aufgenommen worden, im folgenden möchte ich nur zwei wiedergeben und die allgemeinen Resultate mitteilen. Eine ausführliche Beschreibung folgt demnächst.

Die Versuchsanordnung ist sehr einfach. Durch eine kreisförmige Bleiblende, verstellbar von 3 cm—1 cm, wurde ein Röntgenstrahlbündel ausgeschnitten, das dann den feinen, von zwei Bleirändern gebildeten Schlitz passieren konnte. Der Schlitz war, **0,3** mm breit und **8** mm lang, in einer **15** mm dicken Platte angebracht. Dicht an ihm stand die erste photographische Platte und in je einem Abstand von 5 cm zwei weitere Platten.

Der Abstand Antikathode—erste photographische Platte betrug 28 cm.

Antikathode—kreisförmige Blende 15 cm.

Belichtet wurde von 1—6 Stunden, schon nach 3 Stunden erhält man eine schöne, gut reproduzierbare Aufnahme.

Das von einer Müllerröhre gelieferte Röntgenstrahlspektrum hat im allgemeinen folgenden Charakter. Es finden sich zwei Banden, von denen das eine sehr intensiv ist und von den harten Strahlen herrührt. Je nach der Härte der Röhre findet man noch außerdem eine Reihe von Linien.

Das Spektrum ist wesentlich abhängig von der Härte der Röhre.

In der Fig. 1 ist das mit einer mittelweichen Röhre erhaltene Spektrum in etwa dreifacher Vergrößerung wiedergegeben. Wir sehen den direkten Schlitz, dann eine intensive Linie 1, eine feine Linie 2 und eine noch feinere Linie 3. Außerdem das Band 1 und Band 2.

Fig. 1.

Das schwache Band 2 gehört den langwelligen Strahlen an, denn es verschwindet, wenn man vor die erste photographische Platte ein 1,5 mm dickes Glas bringt. Bei der Verwendung von sehr harten Röhren war es nicht zu sehen. Das Band ist nach oben und unten scharf begrenzt; es sei auch hingewiesen auf die symmetrische Verteilung zu beiden Seiten des Schlitzes, was ein Beweis dafür ist, daß die Zerlegung an jedem Rand einzeln statthat[1]).

1) Bei der Verwendung einer sehr weichen Röhre waren in einer Entfernung von ca. 4 cm vom Schlitz zu beiden Seiten noch zwei schwache Linien zu sehen.

Eine harte Röhre gab das Spektrum der Fig. 2.

Fig. 2.

Neben der von den direkten Strahlen herrührenden Linie sehen wir eine sehr intensive zweite, der sich eine etwas schwächere, aber noch stark geschwärzte anschließt. Dann kommt eine feine, wenig intensive Linie 3, die das Band 2 begrenzt und ein schönes Dublet 4,5. Man sieht im ganzen außer dem Schlitz fünf Linien. Die ersten zwei möchte ich wegen ihrer Breite als Doppellinien betrachten, sie werden sich sehr wahrscheinlich im Magnetfeld zerlegen lassen.

Die Linien sind wahrscheinlich die charakteristische Strahlung des *Pt* der Antikathode. Meine früheren Messungen[1]) deuten schon darauf hin, daß *Pt* eine Reihe von Linien emittiert.

Diese neue Erkenntnis scheint mir ein wesentlicher Fortschritt in der Spektroskopie der Röntgenstrahlen zu sein. Bei der Verwendung einer Lindemannröhre, empfindlicherer Platten und von Rändern verschiedener Körper wird es sicher möglich sein, ein vollständigeres Spektrum zu erhalten. Eine genaue Ausmessung und Photometrierung der Platten kann uns Aufschluß über die Mikrostruktur auch bei amorphen Körpern geben. —

Nach einem Vergleich der von mir erhaltenen Spektren mit den von Herrn Herweg angegebenen (Verh. d. D. Phys. Ges., Heft 1, 1914) wage ich es zu behaupten, daß in dem Herwegschen Spektrograph die Zerlegung des Röntgenlichts durch die Ränder des von ihm benutzten Bleidiaphragmas erfolgt. Die Rolle der Gipsplatte ist eine sekundäre.

1) Diese Zeitschr. **14**, 992, 1209, 1913.

Buenos-Aires, Departamento de Física del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, 21. Mai 1914.

(Eingegangen 18. Juni 1914.)

Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator.

Von Helmut Kröncke, Gotthelf Leimbach und Erich Mayer.

Die Veranlassung zur Ausarbeitung des im folgenden näher beschriebenen Verfahrens gab die Entgegnung des einen von uns[1]) auf die Einwände des Herrn Gustav Mie[2]), die dieser gegen die Auffassung von der Wirkungsweise kurzer elektrischer Sender[3]) gemacht hatte. Gelegentlich dieser Entgegnung waren einige Versuche veröffentlicht, aus denen hervorging, daß unter Verwendung einer Löschfunkenstrecke auf einer Antenne in Marconischaltung schwach gedämpfte Wellen erregt werden können. Inzwischen war die Schaltung zu den verschiedensten Zwecken mit bestem Erfolge angewandt worden, ohne daß die Vorgänge bei derselben völlig geklärt waren. Die überaus verschiedenen Antennenkapazitäten, mit denen wir bei unseren Untersuchungen unter Tage zu rechnen gehabt haben und stets haben werden, veranlaßte uns, zu untersuchen, unter welchen Bedingungen die schwach gedämpfte Welle auftritt.

Wir erinnern zum besseren Verständnis an die von dem einen von uns vorgeschlagene Schaltung. In die symmetrische oder geerdete Antenne (Fig. 1) wird eine Löschfunkenstrecke eingeschaltet, der eine Kapazität parallel geschaltet wird.

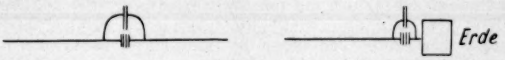


Fig. 1.

Um die bei Verwendung einer Antenne stets auftretenden Störungen sowie die teilweise hohe Strahlungsdämpfung zu vermeiden, verwandten wir zur Untersuchung der Vorgänge einen geschlossenen Schwingungskreis gleicher Anordnung (Fig. 2).

Die Antenne ist bei der Schaltung der Fig. 2

Fig. 2.

1) Diese Zeitschr. **14**, 1226, 1913.
2) Diese Zeitschr. **14**, 723, 1913.
3) Diese Zeitschr. **14**, 473, 1913.

ersetzt durch die Selbstinduktion L und die Kapazität C_K, die mit der Löschfunkenstrecke F das schwingungsfähige System bilden. Parallel zur Funkenstrecke F ist eine zweite Kapazität C_F geschaltet, der wesentliche Faktor für die zu erzeugende schwach gedämpfte Welle. Mit I sind die Zuleitungen von der Stromquelle bezeichnet, mit WM der Resonanzkreis (Wellenmesser), der unter Verwendung eines höchst empfindlichen Thermoelementes und losester Kopplung zur Aufnahme der Resonanzkurven diente. Bei Erregung des Systems ergaben sich zumeist drei Wellen. Eine Resonanzkurve, die diese drei Wellen aufweist, ist in Fig. 3 abgebildet.

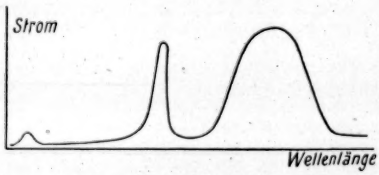


Fig. 3.

Auf den ersten Blick sieht man, daß die eine der drei Wellen eine sehr geringe Länge im Vergleich mit den beiden anderen besitzt. Variiert man in dem Schwingungskreise C_K, so verändert sich diese Welle nicht. Die hohe Frequenz und große Dämpfung ließ uns sofort vermuten, daß es sich um eine Welle handelt, die in dem System Kapazität C_F, den Zuleitungen zur Funkenstrecke und dieser bei Entladung von C_F auftritt. Es liegt also die Eigenschwingung des Kreises 1, schematisch in Fig. 4 dargestellt, vor.

Fig. 4.

Dieser Kreis ist von den Herren Settnik und Mie als „Oszillator" für den Hauptschwingungskreis (Kreis 2) bezeichnet, in der Annahme, daß die im Hauptkreise auftretende schwach gedämpfte Welle dem „Anstoß" durch den Oszillator und der relativ festen magnetischen Kopplung, die durch die Zuleitungen von C_F zur Funkenstrecke, die beiden Kreisen gemeinsam sind, zuzuschreiben seien.

Dieser Auffassung trat der eine von uns bereits mit einer kurzen Mitteilung auf Grund einiger orientierender Versuche entgegen. Es zeigte sich, daß von einer Stoßerregung im Wienschen Sinne nicht die Rede sein kann, da sich die Kopplung der beiden Kreise extrem lose machen ließ. Die Versuche ließen vielmehr erkennen, daß es sich um eine neue Art von Löscherregung handelt, bei der eine wenig gedämpfte Welle im Hauptkreise dadurch erzeugt werden kann, daß die nach Ablöschen des Funkens auf C_K noch vorhandene Energie auf rein metallischer Leitungsbahn, d. h. über L und C_F ausschwingt. Die Richtigkeit dieser Vorstellung von dem Schwingungsvorgang ist nun durch ein reiches experimentelles Material außer Zweifel gestellt worden. Außerdem können verschiedene Erscheinungen, die in der erwähnten Mitteilung des einen von uns noch nicht einwandfrei gedeutet werden konnten, auf Grund des neuen Versuchsmaterials erklärt werden.

Der experimentelle Befund sei, soweit er wesentlich ist, hier mitgeteilt. Wir haben oben schon bemerkt, daß bei einer Schaltung nach Fig. 2 zumeist drei Wellen auftreten. Bei den Antennenversuchen war dem einen von uns eine dieser Wellen aus später zu erläuternden Gründen entgangen.

Orientierende Versuche zeigten zunächst, daß zwei dieser Wellen offenbar dem Hauptkreise angehören. Eine Veränderung von C_K führte zu einer Veränderung der beiden Hauptwellen; eine Veränderung von C_F zu der einer Hauptwelle und der Nebenwelle (Kreis 1). Wir untersuchten daraufhin zunächst die Hauptwellen bei konstantem C_F und variiertem C_K.

Die Konstanten der ganzen Anordnung sind:
C_F = rd. 2000 cm, einschließlich der Kapazität der Funkenstrecke,
L = rd. 67000 cm,
C_K variierte zwischen 750 und 7150 cm.

Die erhaltenen Resonanzkurven, bei denen der Einfachheit halber die von C_F = konst. herrührende Welle 1 des Kreises fortgelassen wurde, sind in Fig. 5 dargestellt.

Sämtliche Kurven dieser ersten Reihe zeigen zwei Wellen, und zwar eine stark gedämpfte und eine schwächer gedämpfte. Die Wellenlängen sind der Abszisse zu entnehmen. Die Ordinate ist willkürlich so gewählt, daß zunächst die Maximalamplituden der gedämpften Wellen bei Resonanz gleich 1 gesetzt und die übrigen Amplituden auf diese bezogen wurden. Diese erste Kurve (bei 7150 cm C_K) zeigt, daß die stark gedämpfte Welle an Energieinhalt der schwach gedämpften sehr überlegen ist. Mit abnehmender Kapazität C_K des Hauptkreises gewinnt die schwach gedämpfte Welle an Energie

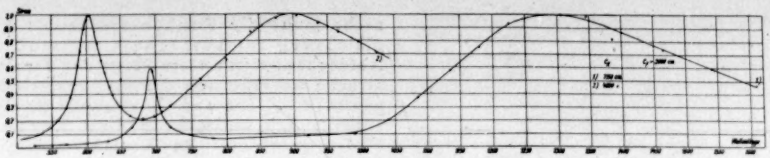


Fig. 5.

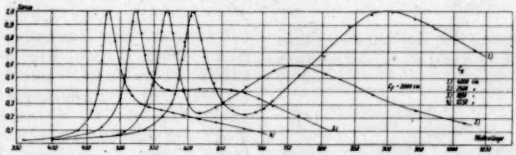


Fig. 6.

auf Kosten der stark gedämpften, bis sie — bezüglich ihrer Maximalamplitude — der stark gedämpften Welle gleichkommt. Gleichzeitig ändern sich selbstverständlich analog mit C_K auch die Wellenlängen, und beide Wellen rücken näher zusammen.

Verkleinert man C_K immer weiter, so gelangt man zu den in Fig. 6 dargestellten Verhältnissen. In Anbetracht der größeren Maximalamplitude der schwach gedämpften Welle ist jetzt als Ordinate diese als Maßstab gewählt und ebenfalls gleich 1 gesetzt. Wird C_K weiter verkleinert, so nimmt die stark gedämpfte Welle an Energie weiter ab. Bei der Kurve 4 ist ein ihr zugehöriges Maximum nicht mehr zu erkennen; die beiden Wellen sind anscheinend zu einer verschmolzen.

Bei den Kurven der dritten Serie (Fig. 7)

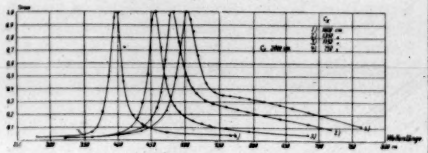


Fig. 7.

verliert der Einfluß der stark gedämpften Welle immer mehr an Bedeutung, bei verhältnismäßig kleinem C_K bleibt die schwach gedämpfte Welle allein übrig. Es zeigt sich im Verlauf der einzelnen Phasen, daß die schwach gedämpfte Welle der stark gedämpften immer mehr Energie entzieht und die letztere Welle damit schließlich zum Verschwinden kommt. Durch Variation von C_K kann also bei vorgegebenem C_F ohne Mühe eine schwach gedämpfte Welle erzeugt werden.

Nähere Untersuchungen zeigten, daß die stark gedämpfte Welle dem aus C_K und L und Funkenstrecke gebildeten Kreise angehört. Ihre Dämpfung ist in erster Linie durch die Funkenstrecke bestimmt und besitzt die bei Löschfunken stets beobachteten großen Werte. Die Wellenlängen der schwach gedämpften Welle entsprachen in allen Fällen den Verhältnissen der Fig. 4, Kreis 2; d. h. die wirksame Kapazität C bestand aus den in Serie geschalteten Kapazitäten C_K und C_F. C bestimmt sich nach der bekannten Beziehung

$$C = \frac{C_K \cdot C_F}{C_K + C_F}.$$

Die Selbstinduktion L bleibt, abgesehen von den Zuleitungen von der Funkenstrecke zu C_F, die gleiche wie in dem Kreise der stark gedämpften Welle. Die Dämpfung dieses geschlossenen Kreises mit rein metallischer Leitungsbahn ist bestimmt durch die Beziehung

$$\vartheta = \pi w \sqrt{\frac{C}{L}},$$

sie kann daher in bekannter Weise klein gehalten werden. Die aus den obigen Figuren sich ergebenden Dämpfungen sind noch relativ groß; teils bedingt durch hohe Werte von C und w, teils aber auch durch die relativ hohe Eigendämpfung des Resonanzkreises.

Es war nach diesen Resultaten zu erwarten, daß bei konstantem Werte von C_K unter Variation von C_F die Größe der letzteren zu ermitteln sein würde, die für die Erzeugung der schwach gedämpften, möglichst ungestörten Welle erforderlich ist. Eine derartige Versuchsserie ist in Fig. 8 dargestellt.

Als Abszissen sind wieder die Wellenlängen aufgetragen, als Ordinaten diesmal das Verhältnis der Amplitude der jeweiligen Wellen-

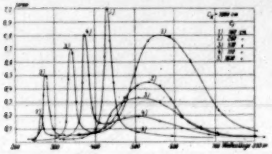


Fig. 8.

länge A zu der Summe der Resonanzamplitude $A_{st.}$ der stark gedämpften und $A_{schw.}$ der schwach gedämpften Welle, also

$$\frac{A}{A_{st.} + A_{schw.}}.$$

Die Kapazität des Kreises C_K betrug 1000 cm, die der Funkenstrecke parallele C_F wurde zu 160, 260, 510, 910, 1610 cm gewählt. Anfangs — bei $C_F = 160$ cm — besitzt die schwach gedämpfte Welle eine ganz minimale Energie im Vergleich zu der stark gedämpften Welle. Mit wachsendem Werte C_F wächst die Energie der schwach gedämpften Welle zuungunsten der stark gedämpften, bis bei $C_F = 1610$ cm praktisch die gesamte Energie sich in der schwach gedämpften Welle vorfindet.

Nach Mitteilung dieses experimentellen Befundes wenden wir uns nunmehr zu der Erklärung des ganzen Vorganges. Wird entsprechend der Fig. 2 an die Funkenstrecke eine Stromquelle hoher Spannung gelegt, so laden sich die Kapazitäten C_F und C_K zu der gleichen Spannung auf. Sobald deren Wert so steigt, daß die Durchbruchsspannung der Funkenstrecke erreicht wird, setzen dort zwei Entladungen ein. Es entlädt sich 1. C_F und 2. mit der durch die Selbstinduktion L bedingten Verzögerung auch C_K. Verwendet man eine gewöhnliche Funkenstrecke, so erhält man, wie der Versuch zeigt, zwei stark gedämpfte Schwingungen, denen die Kapazitäten C_F und C_K entsprechen. Die Dämpfung der Hauptwelle $C_K - L$ ist ohne C_F in erster Linie durch die Funkendämpfung bestimmt. Die parallel zur Funkenstrecke geschaltete Kapazität C_F setzt durch ihre gleichzeitige Entladung den Funkenwiderstand und damit auch die Dämpfung der Hauptwelle herab (Verfahren von Stone-Stone).

Unter Verwendung einer Löschfunkenstrecke verläuft der Schwingungsvorgang wesentlich anders. Sobald die an die Funkenstrecke gelegte Spannung genügend groß geworden ist, setzt zuerst die Schwingung des Kreises 1 (Fig. 4) bei Durchbruch des Funkens ein. Löscht dieser Funken sehr bald ab, so steht der auf C_K sitzenden Energie nicht mehr die Funkenstrecke als Ausgleichsweg zur Verfügung; während des Ablöschens tritt an die Stelle der Funkenstrecke automatisch die ihr parallele Kapazität C_F. Die auf C_K sitzende Energie verteilt sich nunmehr auf die Kapazität C des geschlossenen Kreises 2 (Fig. 4), die aus den in Serie liegenden Kapazitäten C_K und C_F besteht, und vermag auf rein metallischer Leitungsbahn auszuschwingen. Die Dämpfung dieser Schwingung wird durch die Funkendämpfung nicht beeinflußt, sie ist lediglich bestimmt durch die Konstanten des Schwingungskreises: w, C und L. Die Wellenlänge der schwach gedämpften Schwingung ist durch C und L bestimmt; sie ist im Vergleich mit der des Hauptkreises verkleinert, da $C < C_K$ ist.

Erfolgt die Löschung des Funkens noch vor Einsetzen der Hauptschwingung, so haben wir den Idealfall der neuen Löscherregung vor uns, bei dem die gesamte, auf C_K angesammelte Energie für die schwach gedämpfte Welle verwandt wird. Dieser Idealfall ist in der Kurve 4 der Fig. 7 und in der Kurve 5 der Fig. 8 verwirklicht. Erfolgt das Ablöschen des Funkens nicht nach ganz kurzer Zeit, so kann auch ein Teil der Energie von C_K durch den Funken zum Ausgleich kommen. Es tritt dann zu der Welle des Kreises 1 und der schwach gedämpften Welle noch die dritte, stark gedämpfte Welle des Hauptkreises, der aus C_K, L und der Funkenstrecke gebildet wird. Diese dritte Welle ist die in den Fig. 6 und 8 mehrfach veranschaulichte. Sie kann unter Umständen das Entstehen der schwach gedämpften Welle dann verhindern, wenn die Energie von C_K im Funken völlig verzehrt wird. Dies ist praktisch bei einem oszillatorischen Funken der Fall, wie Versuche mit einer gewöhnlichen Funkenstrecke gezeigt haben. Die Erhitzung der Funkenstrecke, ihre Ionisation u. a. Umstände erleichtern bei dieser die Rückzündung bei Umkehr der Schwingung. Wird die Funkenstrecke jedoch so gebaut, daß das Abreißen des Funkens begünstigt wird, so verbleibt auf C_K wesentlich mehr, bei großem L praktisch die volle Energie, die schwach gedämpft auf rein metallischer Leitungsbahn ausschwingen kann.

Der praktische Wert der neuen Löscherregung z. B. bei der Erregung von Antennen, steht und fällt mit dem Wirkungsgrad der ganzen Anordnung. Auf Grund des experimentellen Materials konnte geschlossen werden, daß es möglich war, die Energie von C_K für die schwach gedämpfte Welle praktisch ohne Ver-

lust zu verwenden. Die Energieausnutzung wird um so kleiner, je weniger die Wellenlänge des aus C_F und der Funkenstrecke gebildeten Kreises von der der Antennenschwingung sich unterscheidet. Um nun den Energieverbrauch in diesem Kreise 1 möglichst klein zu halten, verringerten wir die Selbstinduktion der Zuleitungen von C_F zur Funkenstrecke. Der Erfolg veranlaßte uns sodann, die Kapazität in die Funkenstrecke hineinzulegen, zumal da es sich gezeigt hatte, daß die einer relativ großplattigen Löschfunkenstrecke eigene Kapazität in Anbetracht des geringen Plattenabstandes recht große Werte annehmen kann. Es ließen sich mit solchen Funkenstrecken hoher Eigenkapazität verschiedener Ausführungsform gleich gut schwach gedämpfte Wellen erregen, wie mit parallelen Kapazitäten, jedoch mit dem Vorteil, daß in Anbetracht der minimalen Selbstinduktion derartiger Anordnungen die Verluste kaum meßbar klein werden. Wir möchten der Kürze halber für derartige Funkenstrecken hoher Eigenkapazität — bzw. solche mit paralleler Kapazität — die Bezeichnung „Löschkondensator" vorschlagen.

Versuche mit Antennen zeigten durchaus die gleichen Verhältnisse. Die stets vorhandene, bei großen Wellenlängen sogar sehr beträchtliche Selbstinduktion, die zwischen C_F und dem C der Antenne liegt, ist energetisch außerordentlich günstig, wie die ersten Messungen bereits gezeigt haben. Die Steigerung der auszustrahlenden Energie ist durch hohe Funkenzahlen oder aber auch durch Vergrößerung der Spannung zu erzielen. Letztere ist z. B. durch Serienschaltung von „Löschkondensatoren" mit Leichtigkeit zu erreichen.

Die praktische Bedeutung der neuen Löscherregung liegt in der überaus leichten Variabilität der Wellenlänge auf einer Antenne, da keinerlei Abstimmung mit all ihren Kopplungsschwierigkeiten erforderlich ist, solange es nicht auf allerbeste Energieausnutzung ankommt.

Laboratorium der Erforschung des Erdinnern G. m. b. H., Göttingen.

(Eingegangen 26. Juni 1914.)

Über eine neue Laufzeitkurve.

Vorläufige Mitteilung.

Von E. Rudolph und S. Szirtes.

In dieser vorläufigen Mitteilung beabsichtigen wir, in gedrängter Kürze die Hauptergebnisse einer Untersuchung wiederzugeben, welche zum Zweck hatte, eine neue Laufzeitkurve für die wichtigsten Erdbebenwellenarten aufzustellen und daraus Schlüsse auf den Zustand des Erdinnern zu ziehen. Veranlassung zu dieser Arbeit gab uns eine frühere Abhandlung über „Das kolumbianische Erdbeben am 31. Januar 1906"[1]), in welchem wir zum erstenmal den Versuch gemacht haben, eine Laufzeitkurve ganz allein aus den Aufzeichnungen eines einzigen Bebens zu konstruieren, welches allerdings mit zu den schwersten gehört und dessen mikroseismische Ausbreitung sich über die ganze Erde verfolgen ließ. Die Bearbeitung dieses Bebens führte uns zu dem Resultat, daß in einer Tiefe von etwa 3300 km ein Kern liegt, welcher von einer Übergangsschicht umgeben ist. Dieses Ergebnis fand in späterer Zeit von anderer Seite eine Bestätigung. Nur gegen das Vorhandensein einer Übergangsschicht ist der Einwand erhoben worden, daß man aus einer ausgeglichenen Laufzeitkurve nur folgern könne, daß sich die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in der Tiefe ganz allmählich ändere. Demgegenüber ist jedoch zu bemerken, daß bei allen früheren derartigen Untersuchungen aus den Laufzeitbeobachtungen Sprünge in der Geschwindigkeitsverteilung herausgefunden wurden, welche als Unstetigkeitsflächen gedeutet wurden. Außerdem ist in der allerneuesten Zeit die Behandlung unseres Problems auf Grund einer dynamischen Analyse der Seismogramme ebenfalls zur Annahme einer Unstetigkeitsschicht gekommen, deren Mächtigkeit auf etwa 50 km geschätzt wird und deren Tiefe etwas geringer als von uns in 2900 km angesetzt wird.

Wir waren uns bei der Bearbeitung des kolumbianischen Bebens der Bedenken wohl bewußt, welche sich gegen die Verwendung eines einzigen Bebens geltend machen ließen, und kannten ebensowohl die Mängel, welche den Seismogrammen der damaligen Zeit noch anhafteten. Gerade diese Umstände haben uns veranlaßt, die Untersuchungen auf Grund eines besseren und umfassenderen Beobachtungsmaterials wieder aufzunehmen, um dadurch den Einwänden von vornherein die Spitze abzubrechen, welche sich gegen unseren ersten Versuch mit mehr oder minder Berechtigung erheben lassen. Zur Konstruktion der Laufzeitkurve sind im ganzen die Beobachtungen von 74 Erdbeben aus den Jahren 1906—13 herangezogen und die Aufzeichnungen von 1570 Stationen verwertet worden. Im Gegensatz zu dem bei dem kolumbianischen Beben herangezogenen Material zeichnet sich dieses infolge der getroffenen Wahl

1) Gerlands Beiträge zur Geophysik. Herausgegeben von O. Hecker und E. Rudolph. Bd. XI, 2.—4. Heft, 1912.

der Stationen und der kritischen Sichtung der zeitlichen Analysen durch die Gleichwertigkeit der Daten und durch eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Stationen auf die Kurve bis zu den größten in Betracht kommenden Entfernungen aus. Den wertvollsten Dienst hat uns für große Entfernungen die Station Pulkovo geleistet, die russische Zentralstation, welche mit den Horizontal- und Vertikalseismographen, System Fürst B. Galitzin, ausgestattet ist und deren Seismogramme infolge der sehr starken Vergrößerung und großen Empfindlichkeit es gestatten, die direkten Wellen bis zu 16600 km Epizentralentfernung zu verfolgen, d. i. die größte Entfernung, welche sich bei der bekannten geographischen Verteilung der Epizentren von Großbeben im Verhältnis zur Lage von Pulkovo überhaupt erreichen läßt. Unsere Bemühungen, die direkten Wellen auf noch größere Entfernungen zu verfolgen, waren bisher von keinem Erfolg, weil von den beiden allein hierfür in Betracht kommenden Stationen die eine, Uccle, nur mit dem aperiodischen Horizontalseismographen ausgestattet ist, und die andere, Eskdalemuir seit 1912 zwar auch einen aperiodischen Vertikalseismographen hat, deren zeitliche Analysen aber wahrscheinlich durch starke Bodenunruhe so sehr beeinträchtigt sind, daß ihre wissenschaftliche Verwertung vorläufig ausgeschlossen erscheint. Kommen wir nun zu der Hauptsache, so läßt die auf Grund des Beobachtungsmaterials entworfene Laufzeitkurve, die wir aus bestimmten Gründen als eine mittlere Kurve bezeichnen, folgende Tatsachen erkennen:

1. Die direkten longitudinalen P- und transversalen S-Wellen lassen zwischen $\triangle = 12000$ km und $\triangle = 15500$ km keine Unterbrechung erkennen, wie behauptet worden ist, sondern stellen eine ununterbrochene Kurve dar, welche sich aus den oben angegebenen Gründen vorläufig nur bis 16600 km verfolgen läßt. Wenn sich diese Tatsache bisher der Beobachtung entzogen hat, so liegt das daran, daß man in den früheren Jahren ganz allein auf die Aufzeichnungen von Horizontalpendeln angewiesen war, welche selbst bei starker Vergrößerung die direkten P-Wellen über eine bestimmte Epizentralentfernung hinaus nicht mehr wiedergaben, und selbst der sehr empfindliche und mit starker Vergrößerung versehene Vertikalseismograph, System Straubel, versagte in dieser Hinsicht bei Entfernungen über 14000 km. Die Laufzeit der P-Welle beträgt bei $\triangle = 16600$ km 965 Sekunden, und sie würde sich, wenn man für noch größere Entfernungen extrapolieren darf, auf etwa $16^1/_2$ Minuten steigern. Die Differenz gegen die früher allgemein angenommene Laufzeit beläuft sich also auf rund 4 Minuten. Diese Zeit würde also erforderlich sein, um die Erde auf dem Durchmesser zu durchlaufen. Hieraus ergeben sich die weiteren Tatsachen, daß a) sowohl die Oberflächengeschwindigkeit, als auch die wahre Geschwindigkeit in den größeren Tiefen der Erde eine weit größere ist, als man nach den früheren Beobachtungen annehmen durfte, und b) daß die Geschwindigkeitsänderung an dem in etwa 3300 km Tiefe liegenden Erdkern nicht so stark sein kann, wie man geglaubt hat annehmen zu müssen.

2. Von der ersten reflektierten P-Welle zweigt sich bei $\triangle = 12500$ km ein stark ausgeprägter und durch sehr viele Beobachtungen gestützter Wellenzug ab, welcher bis $\triangle = 20000$ km sichergestellt ist und dessen Laufzeit von 11 Minuten auf $12^1/_2$ Minuten steigt. Diese auf allen Seismogrammen scharf ausgeprägte Wellenart ist es, welche man früher als die wieder auftauchende direkte P-Welle angesehen hat, und die wir selber in unserer Bearbeitung des kolumbianischen Bebens auf Grund der Aufzeichnung von Manila und Batavia als solche aufgefaßt haben. Es ist nicht ausgeschlossen, daß diese Wellenart bei $\triangle = 15000$ km eine Unterbrechung erleidet, indessen ist es auch möglich, daß diese nur scheinbar ist und auf Beobachtungslücken zurückzuführen ist. Was den Charakter dieser Wellenart betrifft, so deutet der Wert $\triangle = 12500$ km darauf hin, daß es sich um eine Welle handelt, welche an dem Erdkern gebrochen, oder was vielleicht wahrscheinlicher ist, reflektiert ist.

3. Die Laufzeit der P-Welle bestätigt die von uns in der Bearbeitung des kolumbianischen Bebens aufgestellte Behauptung, daß in der oben angegebenen Tiefe sich ein Erdkern befindet und daß die in dieser Tiefe erfolgende Geschwindigkeitsänderung keinen so hohen Betrag erreicht, wie man auf Grund der irrtümlich aufgefaßten Wellenart errechnet hat; damit ist also die vermutete Vorbedingung für die Entstehung von Wechselwellen nicht vorhanden.

4. Alle diejenigen Erscheinungen, welche sich aus unserer Laufzeitkurve der P-Wellen ergeben haben, gelten in gleicher Weise für die S-Wellen.

5. In gleicher Weise wie von der ersten reflektierten P-Welle zweigt sich bei $\triangle = 10000$ km von der Kurve der direkten S-Welle ein nicht minder scharf ausgeprägter Wellenzug ab, der durch eine große Zahl von Beobachtungen belegt ist und sich bis $\triangle = 13000$ km nachweisen läßt. Seine Laufzeit steigt von 1420 Sekunden am Anfang auf 1540 Sekunden am Ende. Die Welle ist auf allen in Betracht kommenden Seismogrammen so scharf ausgeprägt, daß die eigentliche kurz dahinter fol-

gende S-Welle dagegen fast verschwindet, und hieraus ist es zu erklären, daß in allen seismischen Berichten die direkte S-Welle übersehen wird und der in Frage stehende scharfe Welleneinsatz als die Transversalwelle hingestellt wird. Die Deutung dieser Wellenart ist vor allem deswegen mit Schwierigkeiten verknüpft, weil sie nur auf die kurze Strecke von 3000 km nachweisbar ist und sich nicht wie alle anderen direkten und reflektierten Wellen bis zu 20000 km verfolgen läßt.

(Eingegangen 2. Juli 1914.)

Radiumähnliche X-Strahlung.

Vorläufige Mitteilung.

Von F. Dessauer.

Aus medizinischen Gründen ist es von hoher Bedeutung, Röntgenstrahlen zur Verfügung zu haben, welche die Durchdringungsfähigkeit der γ-Strahlen besitzen. In dieser Richtung sind seit etwa einem Jahre in meinem Laboratorium Untersuchungen angestellt worden, zuerst technische vorbereitende Versuche, welche ich gemeinschaftlich mit den Herren Amrhein, Kreß und Wendt angestellt habe, dann physikalische Versuche, die ich gemeinschaftlich mit den Herren Ernst, Pfeiffer und Cermak ausführte.

Die Verhältnisse liegen folgendermaßen: Die Bestimmung des absoluten Absorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ für die Gammastrahlung der Radium- und Mesothoriumpräparate gibt nach den verschiedenen Autoren verschiedene Werte, da es γ-Strahlen von verschiedenem Penetrationsgrad gibt. In der Regel liegen die Werte ungefähr um die Größe 0,1 herum. Nach einer der letzten Arbeiten von Rutherford[1]) gibt es γ-Strahlen mit den Absorptionskoeffizienten $\mu = 0{,}5$ bis $\mu = 0{,}115$ cm^{-1}, wobei erstere der mittleren Absorption der γ-Strahlen von *RaB* und letztere Zahl der mittleren Absorption der γ-Strahlen von Radium *C* entspricht.

Die Absorptionskoeffizienten für X-Strahlen liegen für die gewöhnliche X-Strahlung zwischen 8 und 4, für harte X-Strahlung zwischen 4 und 2. Im allgemeinen sind also die Absorptionskoeffizienten bei der X-Strahlung 10—80mal größer als bei der γ-Strahlung. Diese Ergebnisse haben sich auch in der Medizin als zutreffend bewiesen. So absorbiert nach verschiedenen Messungen 1 cm Körperfleisch 90 bis 30 Proz. der X-Strahlung, aber nur 8 bis 4 Proz. der γ-Strahlung. Zwischen diesen Werten schwanken die Angaben der einzelnen Autoren, was bei Röntgenstrahlen ohne weiteres begreiflich ist wegen der verschiedenen Strahlungsgemische, welche von den einzelnen Untersuchern benutzt wurden, während die Verschiedenheit der Ergebnisse bei der γ-Strahlung mehr von der Art des verwendeten Fleisches abzuhängen scheint.

Die Untersuchungen hatten nun das Ergebnis, daß sich Röntgenstrahlen herstellen lassen mit Absorptionskoeffizienten von unter 0,1, die im Fleisch auch nur zu etwa 5 bis 6 Proz. pro Zentimeter Dicke absorbiert werden. Die Grundgedanken dieser Untersuchungsreihen waren die folgenden:

Zunächst haben eine ganze Reihe von technischen Messungen, über die in dieser Zeitschrift mehrmals berichtet worden ist[1]), stattgefunden. Diese Arbeiten haben die Beobachtung zum Gegenstande, daß das Strahlungsgemisch einer Röntgenröhre abhängig ist von der Entladung, die durch die Röntgenröhre hindurchgeht. Insbesondere habe ich gefunden, daß sich mit abnehmender Frequenz der Anteil an härteren X-Strahlen steigert, daß er auch steigt bei wachsender Spannung, daß er in den Kurventeilen einer Entladung, die die höchste Spannung führen, größer ist als in den Kurventeilen, die eine geringere Spannung führen und daß er auch mit wachsender Stromdichte an der Kathode zuzunehmen scheint.

Auf Grund dieser Arbeiten wurden die Apparate allmählich vervollkommnet und es wurden Messungen über die Emission der Röntgenröhren unter verschiedenen Betriebsverhältnissen gemacht. Um ein Beispiel für die Arbeitsmethode zu geben, füge ich eine Tabelle und eine Kurve bei, welche aus einer Arbeit stammt, die von Ernst und mir in der Zeitschrift „Strahlentherapie“ unter dem Titel: „Einige Probleme der Tiefenbestrahlung“ veröffentlicht worden ist. Es wurde in einer Ionisierungskammer die Ionisierung der X-Strahlung gemessen, wenn die Strahlung steigend filtriert wurde. Die so gefundene Ionisierungsintensität wurde dann in Prozenten der ursprünglichen Ionisierungsintensität ausgedrückt und es zeigte sich, daß bei geeigneten Verhältnissen, worauf ich sofort zurückkommen werde, das Spektrum einer Röntgenröhre außerordentlich weit reicht, d. h. daß auch Strahlen vorhanden sind, die außerordentlich große Durchdringungsfähigkeit be-

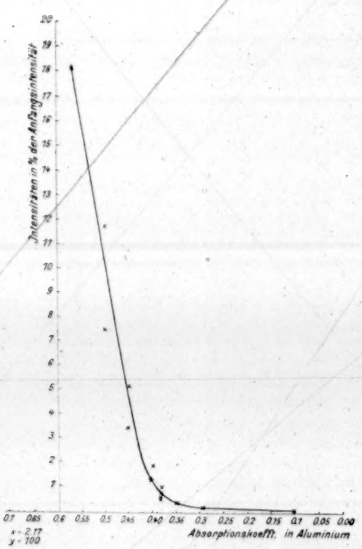
1) Rutherford u. Richardson, Phil. Mag. **25**, 721, 1913.

1) Arbeiten von Dessauer (siehe Literaturverzeichnis im Buche: Radium, Mesothorium und harte X-Strahlung, S. 152 u. ff., Verlag O. Nemnich, Leipzig); Arbeiten von Déguisne, diese Zeitschr. **15**, 630, 1914, und Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen, Bd. XXI, 1914.

Die komplexe Natur der γ-Strahlung einer Röntgenröhre.

(Aufgenommen mit einer sehr harten, neuen Maximumröhre.)

Härte der Strahlung in Benoist-einheiten	Absorptions-koeffizient in Al $\frac{\mu}{\varrho}$	Filter cm Al	Intensität in Prozenten der Anfangs-intensität
9,5	2,17	0	100,0
10,0	0,557	0,3	17,2
11,5	0,473	0,6	11,1
11,8	0,468	0,9	7,46
12,0	0,511	1,2	5,10
12,3	0,538	1,5	3,38
12,45	0,285	1,8	2,18
12,55	0,499	2,1	1,46
12,65	0,373	2,4	0,98
12,8	0,239	2,7	0,74
12,9	0,38	3,0	0,59
12,9	0,38	3,3	0,44
13,0	0,31	3,6	0,32
13,0	0,34	3,9	0,25
13,0	0,28	4,2	0,19
		4,5	



sitzen. Die Kurve zeigt dies besonders deutlich. Hier ist die Intensität der Strahlung als Funktion des Absorptionskoeffizienten aufgetragen. Zunächst fällt die Kurve mit wachsender Penetration rapid ab und hat den Anschein, als ob sie sehr rasch Null erreichen würde. Sie knickt aber um, und es zeigt sich, daß bei gewissen Versuchsanordnungen regelmäßig ein Strahlenanteil in dem Strahlungsgemisch ist, dessen Penetration außerordentlich weit über den Mittelwert der gesamten Strahlung hinausragt. Über die Ursache der Bildung solcher ultrapenetrierender Strahlung sind wir zunächst auf Vermutungen angewiesen.

Wenn man voraussetzt, daß die Durchdringungsfähigkeit der X-Strahlung und der γ-Strahlung in irgendeiner Weise abhängig ist von der Geschwindigkeit der einfallenden Elektronen-Kathodenstrahlen in der Röhre, eine Abhängigkeit, die sicher besteht, wenn sie auch komplizierter Natur zu sein scheint, so geben folgende Zahlen etwa Mittelwerte für die in Frage kommende Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit der β-Strahlung geht bis zu $^9/_{10}$ der Lichtgeschwindigkeit, also kann man als Mittelwert für sie etwa 200000 km roh annehmen. Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlung der Röntgenröhren liegt bei $^1/_{10}$ Lichtgeschwindigkeit, also bei etwa 30000 km. Es gibt auch schnellere Kathodenstrahlungen, doch ist immerhin noch ein erheblicher Unterschied zwischen dieser beobachteten Kathodenstrahlengeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der β-Strahlung. Ist es nun möglich, davon scheint das Problem abzuhängen, Kathodenstrahlen zu bilden, deren Geschwindigkeit der Geschwindigkeit schneller β-Strahlen einigermaßen gleichkommt?

Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlung zu steigern, sind verschiedene technische Mittel vorhanden. Durch entsprechenden Bau von geeigneten Induktoren und Röntgenröhren, Verwendung von Antikathodenmaterial von hohem Atomgewicht und, nach neueren Beobachtungen von mir, der Erniedrigung der Temperatur der Antikathode läßt sich die Härte der X-Strahlung einigermaßen steigern. Doch führen diese Mittel zunächst nur um verhältnismäßig kleine Beträge weiter. Es besteht aber außerdem eine Möglichkeit, daß wesentlich höhere Spannungen im sekundären Kreise auftreten und infolgedessen wesentlich höhere Kathodenstrahlengeschwindigkeiten gebildet werden. Es ist bekannt, daß in Stromkreisen, in denen hohe Selbstinduktion und Kapazität vorhanden ist und in denen eine Funkenstrecke liegt, außer den normalen Spannungen Überspannungen auftreten können, deren Höhe von den Bestimmungsstücken abhängt und deren Beträge eventuell sehr weit über die Spannung der Grundschwingung hinausgehen können. Der Röntgenröhrenstromkreis ist ein derartiger Stromkreis. Er besitzt eine überaus hohe Selbstinduktion und eine nicht zu unterschätzende Kapazität. Die Kapazität ist gebildet einmal durch die Kapazität der Röntgenröhre, die bei harten Röntgen-

röhren einen nicht unbeträchtlichen Wert erreicht, und dann aber hauptsächlich durch die sehr viel größere Kapazität des in Sektoren gewickelten Transformators oder Funkeninduktors, bei welchem die einzelnen Sektoren wie metallische Belege wirken, die durch Dielektrika getrennt sind. Man kann natürlich diese Bestimmungsstücke variieren, was am besten empirisch geschieht. Jedenfalls ergibt eine derartige Betriebsweise unter Umständen Strahlenanteile, die obige Absorptionskoeffizienten besitzen.

Wir können jetzt mit voller Sicherheit X-Strahlen in relativ sehr großen Mengen in Röntgenröhren herstellen, deren Absorptionskoeffizient bei 0,1 und darunter liegt. Man kann annehmen, daß diese X-Strahlen identisch sind mit γ-Strahlen, da ja ihre Absorptionskoeffizienten 20- bis 80mal geringer sind, also mit denen der γ-Strahlen zusammenfallen. Aber es besteht in beiden Fällen ein erheblicher Unterschied, und zwar zugunsten der X-Strahlen darin, daß quantitativ die Strahlung ungleich ergiebiger ist wie die eines noch so starken Radiumpräparats. Die Messung ergab etwa ein Intensitätsverhältnis von der Größenordnung 1:500 bis 1:1000. Diese Vergleiche wurden auf verschiedene Weise gemacht. Zum Beispiel in der Weise, daß in dem einen Falle die Strahlung einer Röntgenröhre aus einem sehr viel größeren Abstande nach Durchdringung gewisser Filterzonen erst eine Ionisierungskammer traf und daß dann diese Röntgenröhre unter erheblicher Reduzierung des Abstandes durch ein Präparat von 100 mg Mesothorium ersetzt wurde. Die Umrechnung auf gleiche Entfernung ergibt dann ein derartiges Intensitätsverhältnis.

In den Ausführungen dieser Arbeit erwähnte ich vorhin, daß die Strahlungshärte eines Röntgenrohres abhängig ist von der Temperatur der Antikathode. Diese Beobachtung wurde zunächst nur technisch gemacht und gemessen, scheint aber nicht unwichtig zu sein. Wir haben aus unseren Beobachtungen den Schluß gezogen, daß unter sonst gleichen Verhältnissen die Härte der X-Strahlung im Gemische steigt, wenn die Temperatur der Kathode in gewissen Grenzen wächst und die der Antikathode sinkt. Genaue Untersuchungen über diese Beobachtung werden zurzeit im Physikalischen Institut der Universität Gießen ausgeführt. Die vorläufigen Resultate bestätigen das Gesagte.

Die Bedeutung der Arbeit ist, abgesehen davon, daß man die γ-Strahlung nun künstlich unter gewissen Bedingungen experimentell und in großen Quantitäten herstellen kann, durch folgende medizinische Sachlage gegeben.

Die vorzüglichen Wirkungen, die die γ-Strahlen auf Krebszellen und andere Krankheitszellen ausüben, sind begrenzt durch geringe Mengen dieser Stoffe und es sind schon bereits Millionen für die Beschaffung von Radium ausgegeben worden, ohne daß es gelänge, hinreichende Mengen zu beschaffen, um tiefgehende Wirkungen bei den Krankheitsfällen herbeizuführen. Es ist wahrscheinlich, daß gerade die Krebsheilung durch die Zurverfügungstellung großer Mengen sehr penetrierender Strahlungen einen Schritt weiter geführt wird.

Frankfurt a. M.

(Eingegangen 25. Juni 1914.)

Nochmals zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen.

Erwiderung an Herrn P. S. Epstein.

Von M. v. Laue.

In § 4 einer vor kurzem erschienenen Arbeit in dieser Zeitschrift wendet sich Herr Epstein[1]) gegen meine Ansicht[2]), daß die eigentliche, auf der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art beruhende Thermodynamik nicht entscheiden kann, ob für kohärente Strahlenbündel der Satz von der Zunahme der Entropie oder das Additionstheorem der Entropie ungültig ist. Er will vielmehr zeigen, daß auch die reine Thermodynamik dazu zwingt, den ersteren Satz beizubehalten, den letzteren aufzugeben.

Wir wollen einmal seine Voraussetzungen durchsehen. Einmal wird vorausgesetzt, daß es für das einzelne Strahlenbündel eine Entropie und eine spezifische Entropiestrahlung L gibt, welche allein von der Schwingungszahl ν und der spezifischen Energiestrahlung K abhängt, daß ferner

$$\frac{\partial L}{\partial K} > 0 \qquad \frac{\partial^2 L}{\partial K^2} = -\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial K} < 0 \qquad (1)$$

ist. Dazu aber tritt noch eine unausgesprochene Voraussetzung, nämlich: Bei der Spiegelung und Brechung bleibt die Gesamtentropie des Systems (welches vorher aus einem, hinterher aus zwei Strahlenbündeln besteht) ungeändert. Diese Voraussetzung von der Umkehrbarkeit der Spiegelung und Brechung im thermodynamischen Sinne liegt in dem Satz: „Wollen wir nun annehmen, daß sich die Entropien (daher auch L) additiv verhalten ($dL = dL_B + dL_R$)...". Denn wenn die Spiegelung und Drehung die Entropie vergrößerte, so wäre bei Additivität der Entropien

1) P. S. Epstein, diese Zeitschr. **15**, 673, 1914.
2) M. Laue, Ann. d. Phys. **20**, 365, 1906.

$dL_B + dL_R > dL$, woraus statt der letzten Gleichung von Herrn Epstein

$$dL_B(T - T_B) + dL_R(T - T_R) > 0$$

folgte, was mit $dL_B > 0$ und $dL_R > 0$ wohl verträglich wäre. Herr Epstein zeigt also, daß aus den Annahmen (1) und aus der thermodynamischen Umkehrbarkeit der Spiegelung und Brechung die Ungültigkeit des Additionstheorems folgt.

Dies stimmt aber mit meinen Ausführungen genau überein. Die beiden Gleichungen (1) sind nämlich dort durch die Betrachtungen in § 1 ersetzt[1]), sodann wird in § 2 die Möglichkeit erwiesen, den Vorgang der Spiegelung und Brechung durch Interferenzerscheinungen vollständig rückgängig zu machen. Und es wird die Frage gestellt, ob aus dieser optischen Umkehrbarkeit der Spiegelung und Brechung[2]) auf die thermodynamische Umkehrbarkeit, d. h. Konstanz der Entropie zu schließen ist. Bejaht man dies, so bleibt der Entropiesatz gewahrt, aber nicht das Additionstheorem; verneint man es, so kann man umgekehrt das Additionstheorem aufrecht erhalten, muß aber die Möglichkeit zugeben, die Entropie bei der Wiedervereinigung des gespiegelten und des gebrochenen Strahls ohne jede Kompensation zu verringern. Der Unterschied zwischen Herrn Epsteins und meiner Betrachtung beginnt somit erst bei § 3 meiner Arbeit, in welchem gezeigt wird, daß der Grundsatz der reinen Thermodynamik, die Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art, jenen Schluß nicht erzwingen kann; auch wenn man annimmt, daß die Spiegelung und Brechung die Entropie vermehrt, ihre Umkehrung diese also vermindert, so kann man doch damit kein solches Perpetuum mobile konstruieren. Dieser Punkt wäre zu widerlegen, wenn man zeigen will, daß die reine Thermodynamik im Fall der kohärenten Strahlenbündel zur Aufgabe des Additionstheorems zwingt. Die bisherige Betrachtung von Herrn Epstein begnügt sich statt dessen damit, auf die Frage nach der Änderung der Entropie bei der Spiegelung und Brechung stillschweigend die Antwort zu erteilen, welche die Ungültigkeit des Additionstheorems zur Folge hat.

Daneben möchte ich noch ein anderes Bedenken äußern, welches freilich mit der in Rede stehenden Streitfrage nicht unmittelbar zu tun hat. Herr Epstein überträgt im ersten Satz von § 4 die Überlegungen seines § 3 und damit auch die Gleichung $dS = dQ/T$ auf Strahlenbündel. Diese Gleichung gilt zunächst für alle umkehrbaren Veränderungen an einem Körper und ist leicht rechnerisch zu bestätigen, sobald S als Funktion der Zustandsvariablen bekannt ist. Beim Strahlenbündel kennt man nun auch die Entropie als Funktion aller seiner Bestimmungsstücke, der spezifischen Energiestrahlung, der Schwingungszahl, der Brennfläche, des Öffnungswinkels, der Neigung gegen die Brennfläche, der Länge und der spektralen Breite. Es schiene mir interessant, wie Herr Epstein aus dieser Abhängigkeit heraus die Gleichung $dS = dQ/T$ ableiten will.

(Eingegangen 4. Juli 1914.)

1) Vergleiche hierzu M. Laue, Verh. d. D. phys. Ges. 9, 606, 1907. Anhang.

2) Es fehlt a. a. O. noch der Ausdruck: „Umkehrbarkeit"; doch wird dies in der anschließenden Arbeit Ann. d. Phys. 23, 1, 1907 in den §§ 1—3 nachgeholt.

Bemerkung zu der Arbeit der Herren R. W. Wood und G. A. Hemsalech: Die durch Ultra-Schumannwellen erregte Fluoreszenz von Gasen.

Von W. Steubing.

Die unter obigem Titel veröffentlichte Arbeit[1]) stellt eine Fortsetzung von Versuchen vor, die R. W. Wood seinerzeit unter dem Titel: „Eine neue strahlende Emission seitens des Funkens"[2]) veröffentlichte. Bei Wiederholung dieser Woodschen Versuche konnte ich später zeigen[3]), daß die Annahme einer solchen Emission nicht notwendig sei, vielmehr Woods Resultate sich zwanglos erklären ließen durch Zerstreuung des benutzten Funkenlichtes mittels Metalldampf und Verunreinigung des Gases. Ich zeigte 1. daß in der Woodschen Anordnung stets zerstreutes Licht auftreten muß, wie auch aus seinen eigenen Angaben und Photogrammen erhellte; 2. daß das Licht seiner „Emission" praktisch identisch ist mit dem, das der Funken direkt als Spektrum liefert (bei geeigneten Bedingungen).

Wenn Herr Wood jetzt in obiger Arbeit einleitend behauptet, ich hätte meine Versuche anscheinend in eiliger Weise mangelhaft ausgeführt, so sehe ich mich zur Feststellung folgender Tatsachen veranlaßt.

Herr Wood erklärt jetzt seine damalige „Emission" als „Fluoreszenz durch Ultra-Schumannwellen". Um dies zu rechtfertigen, hätte er folgende drei Punkte sicherstellen müssen:

A. Sein angebliches Fluoreszenzspektrum müßte verschieden sein von dem des erregenden Funkens. Eine Sicherheit in dieser Richtung vermißt man, denn wenn Hr. Wood auf die Unterschiede zwischen den früheren „Emissions-" jetzigen Fluoreszenzspektren gegenüber dem mitphotographierten unteren

1) Diese Zeitschr. 15, 572, 1914.
2) Diese Zeitschr. 11, 823, 1910.
3) Diese Zeitschr. 12, 626, 1911.

Streifen Wert legt, der durch Reflexion am Metall entsteht, so muß ich aufs neue aufmerksam machen, daß dieser in der Hauptsache Licht des Kernfunkens (Metalldampf) zurückwirft, während das angebliche Fluoreszenzspektrum die in der Aureole auftretenden durch die Öffnung gepreßten Bandenspektren der betreffenden Gase enthält. — Auch die jetzt veröffentlichten Photogramme lassen in der Hauptsache nur die von mir im direkten nicht abgeblendeten Funken nachgewiesenen *N*- und eine *O*-Bande (angeblich Wasserdampfbande) erkennen. — Daß ihre Intensitätsverteilung, ob die ersteren oder die letzteren stärker erscheinen bzw. fast verschwinden, eine Frage des Funkens, vielleicht auch der Mischungsverhältnisse bzw, Reinheit der Luft ist, habe ich auch damals gezeigt; damit werden seine merkwürdigen Beobachtungen in dieser Richtung hinfällig. — Was die merkwürdigen Verschiebungserscheinungen bei drüberhingeblasenem Gasstrom anlangt, so würde sich vielleicht auch dafür eine einfachere Erklärung finden lassen.

B. Die Versuchsanordnung mußte jede Zerstreuung des Funkenlichts ausschliessen, das tut sie in keiner Weise. Daß die „Strahlkammer" von Rauch frei war, wollen wir annehmen, obgleich nirgends gesagt ist, daß die in die Kammer geleiteten Gase auch nur oberflächlich filtriert und gereinigt worden wären. Daß grobe Partikel hauptsächlich sichtbares Funkenlicht zerstreuen, ist klar, es bedarf aber gar keiner sichtbaren Wolke, um das Licht zu zerstreuen. Wie konnten die Autoren den Metalldampf des Funkens von der Strahlkammer fernhalten, zumal wenn die Funkenkammer, wie gesagt wird, unter Überdruck des Gases gestanden hat und zwischen beiden kein Verschluß lag? Daß von einer Füllung der Strahlkammer mit einem anderen Gase (CO_2, H_2, O_2 u. a.) keine Rede sein kann, wenn beständig Luft aus der Funkenkammer hineingedrückt wird, ist auch selbstverständlich. Daß beim Arbeiten mit ultraviolettem Licht auf absolute Reinheit der betreffenden Gase die peinlichste Sorgfalt zu legen ist, geht unter anderen aus Lenards Arbeiten hervor; Wood selbst sagt, daß sich in Sauerstoff fast sofort eine Wolke kleinster Teilchen gebildet hätte. Von einem seiner Photogramme des „Fluoreszenspektrums" (Fig. 19) sagt er wörtlich: „Es erscheint eine schwache kontinuierliche Bande über den starken Kupferlinien (!) (diese erscheinen wahrscheinlich (!) infolge der Bildung einer geringen Spur eines Nebels oder einer Wolke, wie sie zuweilen (?) auftritt, wenn man einen sehr langsamen Gasstrom verwendet!)". Demgegenüber erscheinen seine anfänglich gemachten Ausführungen, daß er kein zerstreutes Licht gehabt habe, woran man letzteres erkennen könne, und ähnliches, nicht sonderlich überzeugend. Bei den Versuchen, die „Ultra-Schumannwellen" durch Platten in die Strahlkammer fallen zu lassen, hat er wenig Erfolg, nur „bei ständigem Hin- und Herbewegen" oder „beim Reinigen alle 10 bis 15 Sekunden". Das läßt gar keine andere Erklärung zu, als daß seine Platten sich mit Niederschlägen bedeckten, die das Funkenlicht abschnitten, womit natürlich alles verschwindet. Dies scheint auch die Ansicht des Autors selbst zu sein und damit liefert er selbst einen neuen Beweis, welche Unmengen lichtzerstreuenden Dampfes er im Funken gehabt hat. —

Endlich: Sieht man von allem ab, will man annehmen, es sei den Herren Wood und Hemsalech gelungen oder würde ihnen gelingen, einen Funken zu erzeugen, der keine Verunreinigung in die „Strahlkammer" brächte, oder letztere gasdicht abzuschließen, ferner die Gase rein in die Strahlkammer zu bringen, dann müßten die Autoren erst den Nachweis führen, daß nicht Zerstreuung des ultravioletten Lichts an den Gasmolekülen, den Kondensations- und Nebelkernen stattfindet, ehe sie eine unbekannte Strahlenart zur Erklärung heranziehen.

Bekanntlich erklärt sich nach Rayleigh[1]) die blaue Farbe des Himmelslichts größtenteils durch Zerstreuung an den Gasmolekülen selbst und diese Streuung geht mit der 4. Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional.

C. Für die Existenz solcher Ultra-Schumannwellen muß ein anderer Beweis geliefert werden, als durch diese „Pseudofluoreszenz". Weder ist ihr Spektrum photographisch oder sonstwie fixiert, noch sind Versuche gemacht, irgendwie die Art und Eigenschaften dieser Strahlen zu erklären. Was aus den Versuchen der Verfasser folgt, macht die Existenz solcher Ultra-Schumannwellen geradezu unwahrscheinlich. Danach müssen die Strahlen durch alle Gase von Atmosphärendruck mehrere Millimeter hindurchgehen, während bekanntlich alles Ultraviolett nach dem Schumanngebiet hin durch alle Gase mehr oder weniger stark absorbiert wird (in nur millimeterdicken Schichten); sogar durch eine Glasplatte von 1 mm Dicke so gut wie eine Flußspatplatte von 1 mm Dicke sollen diese Strahlen hindurchgehen, während sie durch Metall auch in dünnster Schicht (Belag durch Metalldampf auf den Platten) nicht gehen können. Also Analogie mit dem Röntgenstrahlengebiet zeigen sie auch nicht. Andererseits endet ihre Wirkung nach Durchlaufen einer mehrere Millimeter dicken Gasschicht völlig, oder warum enden

1) Rayleigh, Phil. Mag. **47**, 375, 1899.

die Lichtbüschel auf den Spektrogrammen in so kurzer Entfernung von der Funkenöffnung plötzlich? Mit den von Lenard untersuchten Strahlen, die in Luft wenig absorbierbar auf Luft durch Bildung großer Elektrizitätsträger sehr wirksam erscheinen, können diese angeblichen Ultra-Schumannstrahlen nichts gemein haben, dem widerspricht alles obige. (Vgl. P. Lenard und C. Ramsauer, Über die Wirkungen sehr kurzwelligen ultravioletten Lichtes auf Gase und über eine sehr reiche Quelle dieses Lichtes [Sitzber. d. Heidelb. Akad. d. W.].)

Höchst merkwürdig klingt es ferner, daß diese „Ultra-Schumannwellen" alle die untersuchten, noch dazu stark verunreinigten Gase zur Fluoreszenz erregen sollten, d. h. Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure, Luft. Dann müßte das Spektralgebiet dieser Strahlen ein sehr ausgedehntes sein und das Anregungsgebiet aller dieser Gase umfassen. Noch merkwürdiger aber ist es, daß alle diese Gase in demselben ultravioletten Spektralbezirk fluoreszieren sollen, nämlich zwischen λ 2800 und 3800 ca., soweit erkennbar; dabei liegt doch sonst bei allen fluoreszierenden Elementen sowohl Anregungs- wie Fluoreszenzgebiet spektral gänzlich verschieden, teils im ultravioletten, teils im sichtbaren Spektrum.

Auf Einzelheiten weiter einzugehen, dürfte sich erübrigen. Jedenfalls haben die Verfasser nicht in einem Punkte den Nachweis einer Fluoreszenz der Ultra-Schumannwellen erbracht und die eingangs erwähnten Bemerkungen Hrn. Woods über meine Versuche muß ich als unbegründet zurückweisen.

Aachen, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, den 6. Juni 1914.

(Eingegangen 7. Juni 1914.)

Entgegnung auf die Arbeit: „Thermionenströme im hohen Vakuum" von Irving Langmuir[1]).

Von J. E. Lilienfeld.

I.

Zweck dieser Entgegnung ist, darauf hinzuweisen:

a) daß ganz allgemein die Rolle, welche die durch die Elektronendichte im hohen Vakuum erzeugte Raumladung, sowie ein gelegentliches Verschwinden dieser Raumladung spielt, von mir bereits vor längerer Zeit erkannt wurde.

b) daß das von Herrn Langmuir als neu hingestellte Gesetz $i =$ konst. $V^{3/2}$ von mir im Jahre 1910 als experimentell mit großer Genauigkeit geltend angegeben wurde.

Ich konnte es nicht vermeiden, auch einige die physikalische Seite der Sache betreffenden Bemerkungen mit einzuflechten, deren eingehendere Darlegung jedoch einer späteren Publikation vorbehalten bleibt.

II.

Herr Langmuir hat die Darstellung seiner ursprünglichen englischen Publikation[1]), auf die eine Entgegnung von meiner Seite bereits erschienen ist[2]), in dreierlei Hinsicht abgeändert. Ich erlaube mir im folgenden an den Vergleich der englischen und deutschen Fassung der Arbeit des Herrn Langmuir die Begründung meiner unter I. aufgestellten Behauptungen anzuschließen.

III.

Die erste der drei Abänderungen, welche die deutsche Fassung der Arbeit des Herrn Langmuir gegenüber der englischen aufweist, betrifft die einleitende historische Darstellung der Sachlage vor Erscheinen der Langmuirschen Arbeit.

In der älteren englischen Fassung greift Herr Langmuir auf eine Publikation von Fred. Soddy[3]) zurück, in welcher die Abnahme der Entladungsstromstärke von einer Glühkathode aus mit abnehmender Gasdichte im Raume auf das Versagen dieser Kathode im hohen Vakuum zurückgeführt wird. In der etwas gekürzten deutschen Publikation ist zwar an Stelle der Besprechung der Soddyschen Arbeit eine andere Vorstellung getreten. Ich möchte diese Arbeit aber doch auch hier erwähnt haben, da ich in meiner Entgegnung auf die englische Publikation des Herrn Langmuir darauf hingewiesen hatte, daß ich nach dem Erscheinen der Soddyschen Arbeit erwidert habe[4]), ich hätte bereits vor längerer Zeit festgestellt, daß in einem genügend hohen Vakuum die im Raume auftretende Elektronendichte einen Widerstand der Entladung bietet. Und daß dieser Widerstand in keiner Weise auf ein Versagen der Glühelektrode, deren bei einigermaßen sauberem Arbeiten streng der Richardsonschen Theorie angepaßtes Verhalten ich stets als selbstverständlich vorausgesetzt hatte, zurückzuführen ist.

Bewiesen war diese Sachlage auf Grund von Sondenmessungen, die an der Glühkathode einen

1) Diese Zeitschr. 15, 348—353, 516—526, 1914.

1) I. Langmuir, Physical Review, Dezember 1913.
2) J. E. Lilienfeld, Physical Review, Mai 1914.
3) Fred. Soddy, Nature **77**, 54, 1907; auch diese Zeitschr. **9**. 8, 1908.
4) J. E. Lilienfeld, diese Zeitschr. **9**, 193, 1908; auch Ann. d. Phys. **32**, 674, 1910.

geringen, im Raume hingegen einen bedeutenden Spannungsabfall ergaben.

Sondenmessungen[1]) wurden von mir auch benutzt, um die Gesetze kennen zu lernen, welche mit der durch die Elektronendichte hervorgerufenen Widerstandszunahme des Entladungsrohres zusammenhängen. Denn auf diesem Wege werden nicht nur Zufälligkeiten der Elektrodenbeschaffenheit ausgeschaltet; man vermeidet auch unter Benutzung dieser Methode die Gefahr, die reinen im Raume auftretenden Verhältnisse dadurch scheinbar getrübt wiedergegeben zu sehen, daß etwaige Anomalien in der Potentialverteilung an den Elektroden, falls die Sonden in genügender Entfernung von den Elektroden liegen, über den Messungsbereich übergreifen und so die Beobachtung fälschen. Und es besteht nicht nur die abstrakte Möglichkeit für das Vorkommen solcher Anomalien: denn es bildet sich unter bestimmten Bedingungen sicher ein Potentialsprung an der Anode aus; auch die Verhältnisse an der Glühkathode[2]) scheinen in dieser Hinsicht Beachtung zu verdienen.

Ist demnach die Sondenmessung in einer Strombahn konstanten Querschnitts der Messung der gesamten Elektrodenspannung unter physikalisch und mathematisch schwerer zu überblickenden geometrischen Verhältnissen, wie sie von Soddy und Langmuir ausgeführt wurde, entschieden überlegen, wenn nach den Einflüssen der Raumladung gefragt wird, so ist andererseits die Messung der gesamten Elektrodenspannung — Kenntnis der Resultate der Sondenmessung vorausgesetzt — geeignet, über die oben erwähnten Anomalien der Spannungsverteilung an den Elektroden Aufschluß zu geben. In der Tat ist eine diesbezügliche Untersuchung vor reichlich anderthalb Jahren am Leipziger Physikalischen Institut mit der Absicht in Angriff genommen worden, das Thema für eine Dissertation zu verwerten.

Sicher decken aber die von mir bereits veröffentlichten Untersuchungen, sofern das Studium der Raumladungseinflüsse in Frage kommt, einen größeren Gültigkeitsbereich als diejenigen des Herrn Langmuir, auch deshalb, weil mir im Leipziger Institut Mittel zur Verfügung standen, die Studien über einen weiteren Bereich von Spannungen auszudehnen, und auch das Vakuum weitgehend zu variieren. —

Ich habe auf diesem Wege nicht nur die strenge Gültigkeit des Gesetzes $i = \text{konst.}\, V^{3/2}$ erwiesen[1]); sondern auch gefunden, daß von einer bestimmten Elektronendichte im Raume[2]) aufwärts ein unstetiger Übergang dieses Gesetzes in $i = \text{konst.}\, V^2$ stattfindet unter gleichzeitigem Auftreten positiver Ladungen[3]), und folglich Vernichtung[4]) der negativen Raumladung. Bezüglich anderer Resultate der Untersuchung mag auf meine erwähnten Arbeiten hingewiesen werden.

IV.

Die zweite der drei unter II. erwähnten Verschiedenheiten zwischen der englischen und der deutschen Publikation des Herrn Langmuir ist die, daß Herr Langmuir seine ursprünglichen experimentellen Angaben in der deutschen Publikation unerwähnt läßt.

In der englischen Publikation war der in Wirklichkeit gefundene Exponent der Gleichung $i = \text{konst.}\, V^{3/2}$ nicht $= 3/2$, sondern $= 1{,}71$. So ist das Gesetz $i = \text{konst.}\, V^{3/2}$ von Herrn Langmuir zunächst nur errechnet worden, während ich es im Jahre 1910 als mit großer Genauigkeit tatsächlich bestehend angegeben habe.

Wie ich in meiner englischen Entgegnung an Herrn Langmuir bereits bemerkte, beweist diese Abweichung des Langmuirschen Exponenten, daß er sich auf ein bedeutend schlechteres Vakuum, als dasjenige, in welchem ich arbeitete, bezieht.

V.

Diese Tatsache, daß Herr Langmuir in einem schlechteren Vakuum arbeitete, ist insofern von Interesse, als Herr Langmuir in seiner englischen Publikation — und das ist die dritte der unter II. erwähnten Verschiedenheiten — meine Arbeiten einer Besprechung unterzieht, freilich ohne es zu erwähnen, daß ich das Gesetz $i = \text{konst.}\, V^{3/2}$ veröffentlicht, und an sein Bestehen sowie seinen diskontinuierlichen Übergang in $i = \text{konst.}\, V^2$ Überlegungen angeknüpft habe, die auf der Basis der von Herrn Langmuir ebenfalls zugrunde gelegten Betrachtung der

1) Eine zusammenfassende Darstellung und Erwähnung meiner sämtlichen, zum Teil bis auf das Jahr 1906 zurückgehenden Publikationen findet man Ann. d. Phys. **32**, 673—738, 1910; **43**, 24—46, 1914.

2) W. Schottky, diese Zeitschr. **15**, 526, 1914.

1) J. E. Lilienfeld, Ann. d. Phys. **32**, 717—719, 1910.

2) Es ist eine scheinbar überflüssige Bemerkung, — und doch möchte ich der Prägnanz wegen darauf hinweisen — daß Stromdichte und räumliche Elektronendichte verschiedene Dinge sind. Ein schneller Kathodenstrahl transportiert eine große Stromdichte bei geringer Elektronendichte. Zur Erzeugung großer Elektronendichten ist also genügende Langsamkeit der Elektronen erforderlich. Ungeordnet bewegte Elektronen erzeugen Elektronendichte ohne Stromdichte.

3) Ann. d. Phys. **32**, 731—737, 1910, auch Leipz. Ber. **60**, 219—220, 1909.

4) J. E. Lilienfeld, Leipz. Ber. **63**, 337—339, 1911; auch Ann. d. Phys. **43**, 40—44, 1914.

Raumladung beruhen. Und das Resultat dieser Besprechung ist das Urteil, ich hätte in einem unzulänglichen Vakuum gearbeitet — ein Urteil, welches demnach als nachgewiesenermaßen unrichtig bezeichnet werden kann.

Des näheren auf diese Langmuirsche Besprechung meiner Arbeit hier einzugehen, erübrigt sich, da er das diesbezügliche Kapitel in dieser Zeitschrift nicht wiedergegeben hat. Deshalb verweise ich auf meine englische Entgegnung.

Die Tatsache eines weniger vollkommenen Vakuums in der englischen Publikation des Herrn Langmuir ist noch deshalb auch für den deutschen Leserkreis von Interesse, weil meine um über $2^1/_2$ Jahre zurückliegenden Arbeiten über die Erzeugung von Röntgenstrahlen seitens des Laboratoriums der General Electric Company, und zwar von Herrn Coolidge[1]) auch in Deutschland unter Bezugnahme auf die Langmuirsche Arbeit insofern angegriffen wurden, als behauptet wird, ich hätte in einem ungenügenden Vakuum gearbeitet.

VI.

Es ist nach dem Vorausgeschickten selbstverständlich, daß, falls man — wie Herr Langmuir es ohne weiteres tut — von einer sehr wohl vorkommen könnenden Anomalie der Potentialverteilung an den Elektroden absieht, die für genügend hohes Vakuum durch Messung des Spannungsunterschiedes an den Elektroden gewonnenen Kurven der Fig. 3 der Langmuirschen Publikation auf Grund der experimentellen Daten meiner Arbeit gezeichnet werden können. Ähnliches gilt auch von dem Zerfall der Kurven der Fig. 1 in die beiden Teile A und B, da doch offenbar ein größerer Strom, als der durch die Größe der zur Verfügung gestellten Spannung der geltenden Entladungscharakteristik zufolge gegebene nicht fließen kann, wohl aber ein kleinerer, wenn durch zu dunkle Glut der Kathode die Anzahl der frei werdenden Elektronen im Teile A beschränkt ist. Allerdings vermißt man in einer gewissen Hinsicht die Erklärung der physikalischen Sachlage bei diesen Vorgängen. Die Entladungscharakteristik soll $i = V^4$ sein. Diagramm 1 gibt für ein konstantes V hingegen einen ganzen Bereich von Stromstärken. Man muß unbedingt zur Aufklärung dieses Widerspruches irgendwo einen Potentialsprung annehmen. Und es ist für das Wesen des Vorganges und die zu ziehenden Schlüsse von Wichtigkeit, die geometrische Lage dieses Sprunges zu kennen. Nach meinen Untersuchungen scheint der Sprung in der Nähe der Anode zu liegen. Doch soll Abschließendes hierüber demnächst veröffentlicht werden.

Daß das Potentialgefälle im Raume mit steigender Gasdichte im Gebiete der hohen Vakua abnimmt, ist von mir stets mit viel Nachdruck hervorgehoben worden [vgl. z. B. die Einleitung zu der Arbeit Ann. d. Phys. **32**, 673 ff., 1910]. Das ist gleichbedeutend damit, daß die Stromstärke bei konstantem Potential mit zunehmender Gasdichte wächst — also mit einem der als Hauptergebnis angeführten Resultate der Langmuirschen Arbeit.

Ich könnte noch weitere Einzelheiten anführen, glaube jedoch von ihrer Diskussion absehen zu können, da aus dem oben Gesagten das meiste in zwangloser Weise sich ergibt.

Leipzig, Physikal. Institut der Universität, Juni 1914.

(Eingegangen 29. Juni 1914.)

1) Coolidge, Phys. Rev., Dezember 1913, S. 409; auch Fortschr. a. d. Gebiete der Röntgenstrahlen **22**, 18—29, 1914.

Programm der radiotelegraphischen Ausbreitungsversuche bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

Mitgeteilt von M. Wien-Jena.

Der große Unterschied in den Reichweiten der drahtlosen Telegraphie bei Tag und Nacht beweist, daß die Sonnenstrahlung einen sehr starken Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs der Erdoberfläche besitzt. Es ist wahrscheinlich, daß dieser Einfluß bei einer Sonnenfinsternis ebenfalls hervortreten muß, auch sind während der Finsternis 1912 mehrfach Unterschiede in der Empfangsintensität beobachtet worden, jedoch waren die Ergebnisse damals noch nicht sicher genug, um die Größe und Art dieses Einflusses quantitativ festzustellen.

Da die Unterbrechung der Sonnenstrahlung durch den Mondschatten in zeitlich und räumlich eigenartiger, von der Nachtverdunkelung durchaus verschiedener Art erfolgt, so ist es sehr wohl möglich, daß ausgedehnte quantitative Beobachtungen während der Sonnenfinsternis zur Aufklärung des Einflusses der Strahlung auf die Atmosphäre ganz besonders beitragen können. Jedenfalls haben wir die Pflicht, die seltene Gelegenheit einer totalen Sonnenfinsternis zu Beobachtungen auszunützen, soweit unser Wissen und unsere Mittel irgend reichen.

Bei der Sonnenfinsternis am 21. August 1914 sind folgende internationale Versuche unter Benutzung der drahtlosen Telegraphie geplant:

A. Von der „British Association" (Lodge, Eccles) ist in Aussicht genommen, daß während der Verfinsterung die Zahl und Art der atmosphärischen Störungen und — schätzungsweise — die Änderung in der Intensität der Zeichenübertragung von einer möglichst großen Anzahl von Stationen beobachtet werden soll, wobei als Beobachtungsinstrument das Telephon dient.

B. Unter Leitung eines Ausschusses der T. S. F. S.[1]) (Benndorf-Graz, Eccles-London, Ferrié-Paris, Wien-Jena) soll der Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen

1) Commission internationale de télégraphie sans fil scientifique.

studiert werden, und zwar soll dies durch eine verhältnismäßig geringe Zahl gut eingerichteter Empfangsstationen durch quantitative Messungen mit dem Galvanometer geschehen.

Grundgedanke der Ausbreitungsversuche.

Von besonderem Interesse würden folgende Beobachtungen sein (vgl. die schematische Darstellung in Fig. 1):

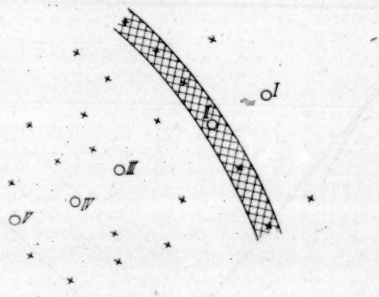


Fig. 1.

1. Die Sendestation (o I) liegt auf der einen Seite der Totalität, eine Reihe über ein großes Gebiet verteilter Empfangsstationen (X X) auf der anderen Seite der Totalität.
2. Die Sendestation liegt im Kernschatten (o II), die Empfangsstationen liegen teils a) in Richtung des Kernschattenweges, teils b) neben dem Kernschattenweg im Halbschatten.

Falls 1. und 2. nicht ausführbar oder unsicher, käme noch in Betracht:

3. Die Sendestationen liegen seitlich des Kernschattenweges (o III, IV, V), die Empfangsstationen sowohl im Kernschatten, als auch diesseits und jenseits desselben.

Die Versuche sind über große Entfernungen auszudehnen, da nach Tag-Nachtversuchen die Wirkung der Bestrahlung mit der Entfernung stark zunimmt. Schließlich ist auch zu untersuchen, ob die Erscheinung von der Wellenlänge und der Art des Gebens, der Dämpfung usw. abhängig ist.

Die Sendestationen.

Der Kernschatten bewegt sich in einer Breite von 160 km mit einer Geschwindigkeit von ca. 1,2 km von der Mitte Skandinaviens durch Westrußland nach der Krim. Die allermeisten Sende- und Empfangsstationen liegen südwestlich dieses Streifens. Die größte Sendestation nordöstlich der Totalität ist in Petersburg, die größte in der Totalität in Bobruisk. Diese beiden Stationen bilden naturgemäß die Sendestationen o I und o II unseres Schemas. Sie sind in freundlichster Weise von der russischen Militärverwaltung für die internationalen Versuche zur Verfügung gestellt worden. Petersburg bildet gleichzeitig die Sendestation für die Versuche der British Association (A) und wird deshalb in den Stunden um die Totalität herum eine fortlaufende Reihe von Zeichen geben. Die Wellenlängen der anderen Sendestationen sind sehr verschieden von derjenigen Petersburgs gewählt so daß keine erheblichen Störungen durch das gleichzeitige Senden der Stationen II bis V zu befürchten sind. Bei der Bedeutung der Versuche A. müssen solche Störungen unter allen Umständen vermieden werden.

Als Halbschattenstationen (III, IV, V) werden einige der besten und stärksten Stationen Deutschlands und Frankreichs an den Versuchen teilnehmen: Nauen, Norddeich, Päris, die ebenfalls in liebenswürdigster Weise von den Besitzern für die Versuche freigegeben wurden.

Name, Wellenlänge und Sendeart der Stationen sind mithin folgende:

I. Petersburg	$\lambda = 5000$ m	Tiefer Ton
II. Bobruisk	$\lambda = 2500$ m	Mittlerer Ton
III. Nauen	$\lambda = 9400$ m [1])	Hochfrequenzmaschine
IV. Norddeich	$\lambda = 1670$ m	Tönende Funken (1000)
V. Paris	$\lambda = 2200$ m	Mittlerer Ton.

Die Stationen sollen abwechselnd je 2 Minuten geben, und zwar erst einen Buchstaben, dann je 4 Striche von 10 Sekunden Dauer mit 10 Sekunden Pause. Wenn die 5 Stationen hintereinander geben, dauert eine „Serie" also 10 Minuten, z. B.:

Beispiel einer Serie.

Bobruisk	$10^h\ 0^m$	bis	$10^h\ 2^m$
Paris	10 2	„	10 4
Norddeich	10 4	„	10 6
Petersburg	10 6	„	10 8
Nauen	10 8	„	10 10

In der Zeit von $11^h\ 30^m$ bis $13^h\ 30^m$ (Greenwich) werden diese Serien ununterbrochen hintereinander gegeben, so daß jede Station alle 10 Minuten 2 Minuten gibt; von $10^h\ 0^m$ bis $11^h\ 30^m$ und von $13^h\ 30^m$ bis $15^h\ 30^m$ werden zwischen je 2 Serien Pausen von 10 Minuten gemacht, so daß jede Station nur alle 20 Minuten je 2 Minuten gibt. Petersburg gibt außerdem, wie gesagt, für die Versuche der British Association eine fortlaufende Reihe von Buchstaben von $11^h\ 40^m$ bis $13^h\ 20^m$, die nur durch kürzere Pausen und die Striche für unsere Versuche B. unterbrochen wird.

Am Tage vor der Sonnenfinsternis, also am 20. August, wird das gleiche Programm gegeben und von den Empfangsstationen beobachtet werden.

Die Konstanz der Intensität und der Wellenlänge der Sendestationen wird durch Hitzdrahtamperemeter und Wellenmesser auf den Stationen selbst kontrolliert, außerdem die Stärke der Emission, wenn möglich, durch eine nahe gelegene Empfangsstation.

Außer diesen internationalen Versuchen mit langen Wellenlängen und auf große Entfernung sind Versuche mit kürzeren Wellen und auf geringere Entfernung in Schweden und in Südrußland geplant.

Die Empfangsstationen.

Empfangsstationen gibt es in nur geringer Anzahl nordöstlich der Totalität, da die Petersburger Empfangsstationen, weil die Militärstation dauernd die Zeichen für Versuche A. gibt, nicht empfangen können. Innerhalb des Weges des Kernschattens ist in Schweden, Norwegen und Rußland eine genügende, im Halbschatten südwestlich der Totalität, also in Deutschland, Frankreich usw., eine reiche Anzahl von Empfangsstationen vorhanden. Die Organisation der Empfangsstationen ist naturgemäß den einzelnen Ländern überlassen.

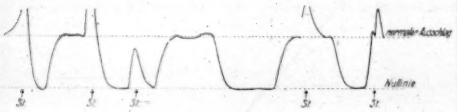
Die deutschen Empfangsstationen, welche sich erboten haben, an den Versuchen teilzunehmen, erhalten 1—2 obligatorische Sendestationen, die sie gut empfangen können, zuerteilt. Diese haben sie in erster Linie zu beobachten und zu registrieren. Sollte eine Station so gut funktionieren, daß sie außerdem noch andere der Sendestationen beobachten kann, desto besser. Nebenbei sollen auch, wenn möglich, im Sinne der Versuche der British Association die atmosphärischen Störungen registriert werden. Jedoch darf unter dem Empfang der anderen Stationen und der atmosphärischen Störungen unter keinen

1) Die Wellenlänge ist so hoch gewählt worden, um Störungen mit der Dauersendung von Petersburg zu vermeiden, und um den Bereich der Wellenlängen zu vergrößern.

Umständen die Beobachtung der obligatorischen Stationen leiden.

Die Vorversuche haben ergeben, daß Nauen und Norddeich überall in Deutschland mit sehr großer, Paris mit genügender Intensität empfangen wird. Die russischen Stationen meistens leider recht schwach. Naturgemäß werden daher die weit entfernten russischen Stationen den größeren deutschen Empfangsstationen, Nauen, Norddeich, und Paris den kleineren Stationen zuerteilt werden.

Die Beobachtung soll, wenn irgend möglich, mit Spiegelgalvanometern erfolgen, die nicht zu lange Schwingungsdauer haben dürfen, damit während des 10-Sekundenstrichs das Maximum des Ausschlags erreicht und eine Zeitlang beibehalten wird. Je kürzer die Schwingungsdauer des Galvanometers ist, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß trotz atmosphärischer Störungen noch brauchbare Werte für diesen oder jenen Strich erhalten werden (vgl. Fig. 2). In zweiter Linie käme das Fadengalvanometer in Betracht, das bezüglich der atmosphärischen Störungen im Vorteil ist; dafür ist bei



Empfang Brüssel 5. V. 1914. $1^h 30^m$. *St* = atmosphärische Störung.

Fig. 2. 1/3 natürl. Größe.

loser Fadenspannung der Ausschlag bekanntlich inkonstant und nicht proportional der Stromstärke, so daß es eigentlich dauernd geeicht werden müßte, was bei den beabsichtigten Versuchen kaum möglich wäre. Wenn die atmosphärischen Störungen allzu schlimm sind oder sonst die Beobachtung mit dem Galvanometer unmöglich ist, so muß auf die Parallelohm-Methode zurückgegriffen werden. Jedoch soll diese Methode wegen ihrer großen Unsicherheit nur im äußersten Notfall angewandt werden.

Die Ergebnisse der Beobachtungen werden in den einzelnen Ländern — in Deutschland in Jena — gesammelt und dann von der internationalen Kommission zusammen bearbeitet.

(Eingegangen 18. Juli 1914.)

AEF.
Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat seinen schon früher veröffentlichten Satz IV, Einheit der Leistung (ETZ. 1912, S. 963), geändert und nach satzungsgemäßer Beratung des Entwurfs VII, Einheitsbezeichnungen[1]), eine Anzahl Zeichen für Maßeinheiten festgestellt.

Berlin, April 1914. Strecker.

Satz IV. Die Einheit der Leistung.

Die technische Einheit der Leistung heißt Kilowatt. Sie ist praktisch gleich 102 Kilogrammeter in der Sekunde und entspricht der absoluten Leistung 10^{10} Erg in der Sekunde. Einheitsbezeichnung kW.

Endgültig festgesetzte Zeichen des AEF für Maßeinheiten.

Meter	m	Liter	l	Tonne	t
Kilometer	km	Hektoliter	hl	Gramm	g
Dezimeter	dm	Deziliter	dl	Kilogramm	kg
Zentimeter	cm	Zentiliter	cl	Dezigramm	dg
Millimeter	mm	Milliliter	ml	Zentigramm	cg
Mikron	μ	Kubikmeter	m^3	Milligramm	mg
		Kubikdezimeter	dm^3		
Ar	a	Kubikzentimeter	cm^3		
Hektar	ha	Kubikmillimeter	mm^3		
Quadratmeter	m^2			Stunde	h
Quadratkilometer	km^2	Celsiusgrad	°	Minute	m
Quadratdezimeter	dm^2	Kalorie	cal	Minute alleinstehend	min
Quadratzentimeter	cm^2	Kilokalorie	kcal	Sekunde	s
Quadratmillimeter	mm^2			Uhrzeit: Zeichen erhöht.	

Ampere	A	Siemens	S	Watt	W
Volt	V	Coulomb	C	Farad	F
Ohm	Ω	Joule	J	Henry	H

Amperestunde	Ah	Mikrofarad	μF
Milliampere	mA	Megohm	$M\Omega$
Kilowatt	kW	Kilovoltampere	kVA
Megawatt	MW	Kilowattstunde	kWh

Formelzeichen des AEF. 2. Liste. (Endgültig angenommen.)

Größe	Zeichen	Größe	Zeichen
Fläche	F	Spezifische Dehnung	ε
Kraft	P	Schubspannung	τ
Moment einer Kraft	M	Schiebung (Gleitung)	γ
Arbeit	A	Schubmodul	G
Leistung	N	Spezifische Querzusammenziehung $\nu = 1/m$	
Normalspannung	σ	(m Poissonsche Zahl)	ν

1) Ein ausführlicher Bericht über die Äußerungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen findet sich Elektrot. Zeitschr. **35**, 687, 1914, auch Verh. d. D. Physik. Ges. **16**, 497, 1914. Daselbst auch ein Bericht über die Äußerungen zur Liste B der Formelzeichen (vgl. diese Zeitschr. **14**, 169, 1913; **15**, 113, 1914).

Größe	Zeichen
Trägheitsmoment	J
Zentrifugalmoment	C
Reibungszahl	μ
Widerstandszahl für Flüssigkeitsströmung	ζ
Schwingungszahl in der Zeiteinheit	n
Mechanisches Wärmeäquivalent	J
Entropie	S
Verdampfungswärme	r
Heizwert	H
Brechungsquotient	n
Hauptbrennweite	f
Lichtstärke	J
Widerstand, elektrischer	R
Stromstärke, elektrische	I

AEF.

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt die nachfolgenden Entwürfe: XVII. Normaltemperatur. — XVIII. Feld und Fluß. — gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Mai 1915 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine sich zu den Entwürfen äußern. Es wird gebeten, von Außerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, April 1914. Strecker.

Entwurf XVII: Normaltemperatur.

Die Eigenschaften von Stoffen, Systemen, Geräten und Maschinen sind tunlichst bei einer bestimmten einheitlichen Temperatur zu messen oder für eine solche zu berechnen und anzugeben. Sofern nicht besondere Gründe für die Wahl einer anderen Bezugstemperatur vorliegen, ist als Normaltemperatur $+20^0$ C zu wählen.

Die Bezugstemperatur 0^0 C ist beizubehalten:
in der Festlegung der Maßeinheiten „Meter“ und „Ohm“;
in der Festlegung der Druckeinheit „Atmosphäre“ und bei Barometerangaben.

Die Bezugstemperatur $+4^0$ C ist beizubehalten in der Festlegung der Maßeinheit „Liter“ und für Wasser als Vergleichskörper bei Dichtebestimmungen.

Begründung[1]).

Von Fr. Auerbach, G. Dettmar, Eugen Meyer und K. Scheel.

Es besteht zweifellos das Bedürfnis, eine im Gebiete der „Zimmertemperatur“ gelegene Normaltemperatur zu vereinbaren, die tunlichst auf allen physikalischen, chemischen und technischen Gebieten gelten soll, soweit nicht besondere Gründe dagegen sprechen. Bei der Wahl einer solchen Temperatur könnte man für die Gebiete der reinen Physik und Chemie zwischen den bisher am meisten angewandten Temperaturen 18^0 und 20^0 schwanken. Für 18^0 liegt ein ungeheures Zahlenmaterial an physikochemischen Messungen der verschiedensten Stoffe vor. Indessen spricht gegen 18^0 der Umstand, daß diese Temperatur in Deutschland im Sommer meist nicht ohne künstliche Kühlung aufrecht zu erhalten ist; noch mehr gilt dies für die südlicher gelegenen Arbeitsstätten, die sich in immer steigender Zahl an genauen Messungen beteiligen. Da zudem seitens der Elektrotechniker eine internationale Vereinbarung auf der Grundlage von 20^0 abgeschlossen ist, so empfiehlt es sich, dieser Wahl zu folgen.

Es versteht sich von selbst, daß der Physiker und Chemiker auch weiterhin bei wissenschaftlichen Forschungsarbeiten sich in den seltensten Fällen mit Messungen bei einer einzigen Temperatur begnügen wird, da er auch den Temperaturverlauf der betreffenden Werte zu ermitteln streben wird. Doch erscheint es entbehrlich, hierfür bestimmte Vorschläge zu machen. Es genügt, wenn die Messungen dieser Art jedenfalls unter anderm auch bei 20^0 vorgenommen werden, und wenn diese letztere Temperatur bei praktischen Messungen, z. B. bei technischen Prüfungen, bei Analysen usw. allgemein angewandt wird.

Es versteht sich weiter von selbst, daß Fälle denkbar sind, in denen besondere Gründe für die Wahl anderer Temperaturen sprechen. Solche Fälle, in denen man sogar notwendigerweise die Bezugstemperaturen 0^0 und 4^0 beibehalten muß, sind oben angeführt.

Auch für die Begriffsbestimmung des Normalzustandes von Gasen für physikalische und chemische Zwecke wird man aus praktischen Gründen bei der Bezugstemperatur 0^0 bleiben, da vielbenutzte Formeln, Zahlenwerte und Tabellen sich auf die Bedingungen 0^0 und 760 mm Druck beziehen. Ein innerer Grund für die Bevorzugung der Temperatur 0^0 bei Gasen liegt aber nicht vor, und daher erscheint es erforderlich, in allen Fällen, wo praktische Anwendungen der Gase in Frage kommen, besonders also für technische Zwecke, die Eigenschaften der Gase, wie Dichte, spezifische Wärme, Heizwert, für die der Anwendungstemperatur naheliegende Normaltemperatur 20^0 anzugeben; die einfache Benutzung der auf 0^0 bezogenen Werte für die gewöhnliche Arbeitstemperatur ohne Umrechnung würde zu mehr oder minder großen Ungenauigkeiten führen.

Entwurf XVIII: Feld und Fluß.

1. Den Raum, in welchem sich elektrische und magnetische Erscheinungen abspielen, bezeichnet man allgemein als elektromagnetisches Feld. Beschränkt sich die Betrachtung im besonderen auf die elektrischen oder auf die magnetischen Erscheinungen, so spricht man von einem elektrischen oder magnetischen Felde.

2. Das Integral der Normalkomponente eines Feldvektors über eine Fläche bezeichnet man als Fluß des Vektors durch die Fläche.

Im besonderen bezeichnet man das Integral der Normalkomponente der magnetischen Induktion über eine Fläche als Induktionsfluß und das Integral der Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung über eine Fläche als Verschiebungsfluß.

3. Den Induktionsfluß durch eine von allen Windungen einer Spule umrandete Fläche bezeichnet man als Spulenfluß. Der Fluß durch die Fläche einer einzelnen Windung heißt Windungsfluß.

Erläuterungen

siehe Elektrotechn. Zeitschr. **35**, 661, 1914, oder Verh. d. D. Physik. Ges. **16**, 509, 1914.

(Eingegangen 24. Mai 1914.)

1) Im Auszuge. Ausführliche Darstellung siehe Elektrotechn. Zeitschr. **35**, 661, 1914, oder Verh. d. D. Physik. Ges. **16**, 506, 1914.

BESPRECHUNGEN.

Clemens Schaefer, Einführung in die theoretische Physik. In zwei Bänden. Erster Band: Mechanik materieller Punkte, Mechanik starrer Körper und Mechanik der Continua (Elastizität und Hydrodynamik). gr. 8. XII u. 925 S. mit 249 Figuren im Text. Leipzig, Veit & Co. 1914. Preis geheftet M. 18.—, gebund. in Leinen M. 20.—, in Halbfranz M. 21.—

Wer vor einem nicht nur aus zukünftigen Helmholtzen bestehenden Auditorium Kolleg über theoretische Physik lesen soll, wird mit uns den Mangel eines modernen Lehrbuches der theoretischen Physik, das hohes Niveau mit verständlicher Darstellung vereinigt, schmerzlich empfunden haben. Zwar läßt sich klar Gedachtes immer klar und einfach ausdrücken, und vernünftige Gedankenreihen bedürfen nicht eines durch mystische Sprache erzeugten künstlichen Halbdunkels, um dem Autor Anerkennung zu sichern. Trotzdem wird in der deutschen Fachliteratur dieser goldenen Regel nicht immer gehuldigt, und wenige Autoren entsprechen der Schopenhauerschen Ansicht, daß „ein schöner und gedankenreicher Geist sich immer auf die natürlichste, unumwundenste, einfachste Weise ausdrücke". Um so größer ist das Vergnügen, wenn man auf Bücher wie das Schaefersche hinweisen darf. Wir wünschen ihm weiteste Verbreitung, nicht nur wegen seines Inhalts, sondern auch wegen seiner vorbildlichen und hoffentlich erziehlich wirkenden Darstellungsweise.

Der erste Band enthält die Mechanik materieller Punkte, Mechanik starrer Körper, und Mechanik der Continua; der zweite, hoffentlich bald zu erwartende soll die Wärmelehre, Elektrizität und Optik bringen.

Hervorzuheben ist die zweckmäßige Gliederung des Stoffes. In jeder Abteilung zuerst die Kinematik, dann die allgemeine Dynamik, zum Schluß die spezielle Dynamik. Der Nachteil dieser Anordnung, daß nämlich der Anfänger erst nach Bewältigung der allgemeinen Erörterungen zu den Beispielen kommt, wird bei der Benutzung des Buches neben der Vorlesung nicht ins Gewicht fallen. Von pädagogischer Bedeutung ist die konsequente Verwendung des d'Alembertschen Prinzips bei der Aufstellung jeder Bewegungsgleichung. Der physikalische Sinn der einzelnen Sätze wird vielfach in sehr glücklicher Weise, nach dem klassischen Vorbild der Helmholtzschen Vorlesungen erläutert und plastisch hingestellt. Der rechnerische Teil ist ausführlich und ohne die leider oft übliche Rücksicht auf den Raum behandelt, so daß man auch die schwierigeren Probleme ohne Stocken lesen und erfassen kann. An passenden Stellen entwickelt der Verfasser die Begriffe und Formeln der Vektoranalysis, und benutzt sie neben der Koordinatendarstellung, wenn ihre Verwendung besondere Vorteile bietet. Wichtige Gleichungen, wie z. B. die der Elastizität und Hydrodynamik, lernt der Anfänger so in beiderlei Gestalt kennen. Im ersten Buche, der Mechanik materieller Punkte, ist neben der schon erwähnten frühzeitigen Einführung und konsequenten Anwendung des d'Alembertschen Prinzips die ausführliche Darstellung des klassischen Relativitätsprinzips zu begrüßen, die in vortrefflicher Weise auf das im 2. Band zu erwartende moderne Relativitätsprinzip vorbereitet. Die im Zusammenhang damit stehenden Probleme, der Foucaultsche Pendelversuch, die Erdrotation, der Begriff des Fundamentalsystems, können kaum besser und klarer in dieser ihrer Bedeutung behandelt werden. Dasselbe gilt von der scharfen Begriffsbestimmung der Zentrifugalkraft und der Coriolisschen Kraft mit den entsprechenden Beschleunigungen. Die Verdeutlichung des d'Alembertschen Prinzips mittels der Atwoodschen Fallmaschine sei als Beispiel für die lichtvolle Darstellung erwähnt.

Im zweiten Buch, der Mechanik starrer Körper, ist besonders dankenswert die ausführliche Darstellung der Kreiseltheorie unter Benutzung der bekannten Klein-Sommerfeldschen Arbeit, und die Einführung des Tensorenbegriffs.

Das dritte Buch, die Mechanik der Continua, gibt nach der analytischen Darstellung des strain und stress und nach Ableitung der allgemeinen Gleichungen der Elastizität mit Hilfe des elastischen Potentials eine sehr eingehende mathematische Behandlung der Wellengleichung, wobei auch das retardierte Potential und das Vektorpotential Anwendung finden. Die Schwingungen der Saiten und Membranen werden mit Hilfe der Rayleighschen Methode, die ein Continuum durch ein System diskreter Massenpunkte approximiert, die Schwingungen der Stäbe und Platten mittels des Hamiltonschen Prinzips behandelt. Der Lernende wird für diese den speziellen Interessen des Verfassers entspringenden Einführungen in ein sehr interessantes Gebiet um so dankbarer sein, als sich dabei Gelegenheit bietet, die Benutzung der Integralgleichungen kennen zu lernen. Endlich sei auf die ausführliche Behandlung der unstetigen Potentialbewegung nach Helmholtz hingewiesen, die zum Problem des hydrodynamischen Widerstandes unter Berücksichtigung der neuesten Arbeiten von Kármán und Prandtl führt.

Wir sind überzeugt, daß der Leser das Buch mit denselben Gefühlen der Befriedigung aus der Hand legen wird, mit dem wir es sowohl den Fachgenossen als auch den Studierenden aufs angelegentlichste empfehlen. Es wird nach unserer Überzeugung für lange Zeit das Standardwerk für den Universitätsunterricht werden.

A. Pflüger.

A. L. Hughes, Photo-Electricity. gr. 8. 140 S. mit 40 Textfiguren. Cambridge, University Press. 1914. 6 s. net.

Das Buch gibt auf 140 Seiten eine gute und fast durchweg kritische Übersicht über die lichtelektrischen Erscheinungen im engeren Sinne, d. h. die Abspaltung von Elektronen bei der Absorption des Lichtes. An den Anfang werden die Gase gestellt, bei denen man die einfachsten Verhältnisse zu erwarten hat, weil alle abgespaltenen Elektronen ohne Absorptionsverluste der Beobachtung zugänglich werden, die Nahewirkung dichtgelagerter Moleküle fortfällt usf. Um so mehr ist zu bedauern, daß auch Hughes zugeben muß, daß man bisher nicht mehr als den Nachweis des Phänomens der Ionisation überhaupt erreicht hat, und daß alle weiteren Versuche über den Nutzeffekt, über die Abhängigkeit der Ausbeute von der Wellenlänge (insbesondere mit Hinsicht auf die Dispersionselektronen) über die Geschwindigkeit der Elektronen usw. bis heute an experimentellen Schwierigkeiten gescheitert sind. Für die Gase beschränkt sich die Elektronenemission auf das schwer zugängliche Spektralgebiet unter 200 $\mu\mu$, und die Dämpfe, wie die der Alkalimetalle, erfordern Temperaturen, bei denen die Isolation nicht durchzuführen ist. An zweiter Stelle kommt die hochinteressante

Frage nach der von Lenard entdeckten Eigengeschwindigkeit der Elektronen und ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge, die man ja neuerdings als eine der besten Stützen der Quantentheorie ansprechen darf. Bei der Auswahl des Zahlenmaterials wäre hier vielleicht eine Berücksichtigung der von Fehlern des Kontaktpotentials freien Messungen angebracht gewesen. Das vierte Kapitel behandelt die Elektronenemission von Metallen in einer Kombination mit den Erscheinungen der Ionenleitung der Gase, insbesondere der Stoßionisation, sowie den ungeklärten Einfluß oberflächlicher Gasbeladungen der Metalle auf die Emission, die sogenannten Ermüdungserscheinungen u. a. Ein Kapitel über den verschiedenartigen Einfluß der Lichtfrequenz auf die Ausbeute an Elektronen im normalen und selektiven Photoeffekt beschließt die Ausführungen über die Metalle, nachdem einige Messungen an dünnen Metallschichten noch kurz erwähnt sind. Zum Schluß folgen dann die lichtelektrischen Erscheinungen an nicht metallisch leitenden Materialien, bei denen oft zu den schon an metallischen Oberflächen vorhandenen experimentellen Schwierigkeiten noch die eines sehr geringen Leitvermögens hinzu kommen. Ihre Untersuchung befindet sich erst im Anfangsstadium, obwohl die Beziehungen zur Phosphoreszenz (Lenard) und Fluoreszenz (Stark) hier interessante Aufschlüsse versprechen.

Die Darstellung ist knapp, fließend und frei von Einseitigkeiten. Nur sei kurz auf einen in der Literatur auch sonst verbreiteten Irrtum hingewiesen. Lenard und J. J. Thomson haben die Elektronenemission bei den lichtelektrischen Erscheinungen gleichzeitig entdeckt. Lenards Arbeit ist ebenso wie die Thomsons bereits 1899, und zwar in den Berichten der Wiener Akademie erschienen, die Arbeit Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900 ist ein späterer Abdruck. R. Pohl.

James Walker, Einführung in die physikalische Chemie. Zweite vermehrte Auflage, nach der 7. Auflage des Originals übersetzt und herausgegeben von H. v. Steinwehr. 8. X u. 503 S. mit 62 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1914. Geheftet M. 9.—, gebunden M. 10.—

Die vorliegende Einführung in die physikalische Chemie, deren erste Auflage 1904 erschien, wendet sich in erster Linie an die Studierenden der Chemie, in zweiter Linie aber auch an alle diejenigen, die aus anderen naturwissenschaftlichen Fächern der physikalischen Chemie Interesse entgegenbringen. Durch die ausgezeichnet klare und anregende Darstellungsweise sowie durch das geringe Ausmaß an Mathematik ist das Buch in vorzüglicher Weise zur Vermittlung der Grundlehren der physikalischen Chemie geeignet. Es dürfte sich in der physikalisch-chemischen Literatur kaum noch ein Werk finden, das in so angenehmer Weise zu den größeren Lehrbüchern der physikalischen Chemie hinüberführt. Die zweite Auflage weist gegenüber der ersten die folgenden neuen Kapitel auf:

Legierungen und Hydrate, Neutralität und Salzhydrolyse, Elektromotorische Kräfte, Polarisation und Elektrolyse, Radioaktive Umwandlungen, Kolloidale Lösungen und Dimensionen der Atome und Moleküle.

Es ist nicht zu bezweifeln, daß auch diese neue, gut übersetzte Auflage des bereits sehr beliebten Buches zur Verbreitung und nützlichen Anwendung physikalisch-chemischer Kenntnisse in weiten Kreisen wesentlich beitragen wird. Karl Jellinek.

A. Werner, Über die Konstitution und Konfiguration von Verbindungen höherer Ordnung. Vortrag, gehalten in Stockholm am 11. Dezember 1913, im Anschluß an die Entgegennahme des Nobelpreises. gr. 8. 21 S. mit 6 Figuren. Berlin, Julius Springer. 1914. M. 1.20.

Es ist sehr genußreich, das Hauptwerk dieses Forschers in seiner eignen schlichten Darstellung mit ihrer zwingenden Logik an sich vorüberziehen zu sehen. W. Biltz.

E. Kotte, Lehrbuch der Chemie und Mineralogie mit Einschluß der Elemente der Gesteinskunde und der Geologie. 2. Aufl., 1. Teil. Dresden, Bleyl & Kämmerer. 1913. — (Nachtrag.)

In dieser Zeitschrift **14**, 1071, 1913 habe ich obiges Buch besprochen und als nützlich bezeichnet. Inzwischen hat sich aber herausgestellt, daß es mit zu weitgehender Benutzung der Lehrbücher von Ohmann und von Ruska verfaßt worden ist. Infolge einer bei der Staatsanwaltschaft in Dresden eingereichten Strafanzeige mußte sich E. Kotte zur Makulierung seines Buches verpflichten. Johnsen.

F. Weisbach, Bauakustik, Schutz gegen Schall und Erschütterungen. 8. VI u. 95 S. mit 31 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1913. M. 3.60.

Verf. hat als Ausschußmitglied der wissenschaftlichen Abteilung der Internationalen Baufachausstellung, Leipzig 1913, das zur Klärung der Schallschutzfrage dienende Material bearbeitet. Die Resultate dieser Arbeit sind in dem vorliegenden Buche niedergelegt. Der Untertitel weist schon darauf hin, daß in erster Linie nicht die sogenannte Raumakustik behandelt werden soll; es sollen vielmehr die Schutzmöglichkeiten gegen Schall und Erschütterungen angegeben werden, und dazu ist zunächst notwendig, alles das, worauf die Störungen durch Schall und Erschütterungen beruhen, systematisch zu ordnen. Gelegentlich werden auch Fragen aus dem Gebiete der Raumakustik gestreift; ausführliche Berücksichtigung soll dieselbe aber erst in einem zweiten Bande finden.

Nach einigen mehr einleitenden Paragraphen über elastische Schwingungen, Schallmessung usw. wendet sich Verf. seiner eigentlichen Aufgabe zu. Hierbei werden natürlich in erster Linie Schalleitung, Schalldurchgang durch verschiedenes Material, Durchlässigkeit, Absorption und Reflexion, Nachhall usw. besprochen. Besonders wichtig sind die vergleichenden Betrachtungen über Luftschall und Bodenschall.

Zahlreiche Tabellen und Kurven erleichtern die Übersicht. Ein ausführliches Verzeichnis der bisherigen Literatur ist beigefügt. Das Büchlein kann nicht nur dem Bauakustiker zur schnellen und gründlichen Orientierung bestens empfohlen werden, sondern auch dem Physiker, der sich für diese Fragen interessiert.

Breslau. E. Waetzmann.

C. Christiansen u. I. C. Müller, Elemente der theoretischen Physik. Dritte verbesserte Auflage. gr. 8. X u. 690 S. mit 164 Figuren. Leipzig, J. A. Barth. 1910. M. 13.50, gebunden M. 15.—

Daß von dem bekannten Werke von Christiansen-Müller schon die dritte Auflage vorliegt, beweist besser als alles andere, daß das Werk einem Bedürfnisse entgegenkommt. In der neuen Auflage ist besonders die Elektrizitätslehre und die Optik einer gründlichen Umarbeitung unterzogen worden — mit dem besten Gelingen. Es ist wirklich erstaunlich, wieviel Stoff hier auf verhältnismäßig engem Raume verarbeitet ist. Allerdings ist dies nur möglich durch eine etwas knappe Ausdrucksweise, die mir an einigen Stellen zu knapp erscheint, so sehr Kürze sonst ein Vorzug sein mag. Besonders empfunden habe ich diese allzu große Kürze in der Mechanik und Elastizitätslehre, welche mir überhaupt die am wenigsten gelungenen Abschnitte des Buches zu sein scheinen. Ich vermisse besonders in der Mechanik eine straffe Disposition des Stoffes, so daß die Auswahl und Anordnung leicht auf den Lernenden den Eindruck des Zufälligen machen könnte. Auch Fehler haben sich dort eingeschlichen, z. B. gleich auf den ersten Seiten ein besonders bedenklicher, indem behauptet wird, die Beschleunigung sei der zweite Differentialquotient des Weges nach der Zeit, während das nur für die Bahnbeschleunigung gilt. Da in dem Buche zahlreiche vektoranalytische Betrachtungen gegeben sind, ist diese Ignorierung des Vektorcharakters der Geschwindigkeit eigentlich verwunderlich.

Nach dem Auseinandergesetzten sehe ich den wertvollsten Teil des Buches in der Elektrizitätslehre und der Optik, die ich uneingeschränkt empfehlen kann.

C. Schaefer.

Tagesereignisse.

Der III. Internationale Kongreß für Radioaktivität und Elektronik wird in der Zeit vom **27. Juni—2. Juli 1915** in **Wien** stattfinden. Zum Präsidenten wurde Professor Sir Ernest Rutherford-Manchester, zum Generalsekretär Professor Stefan Meyer-Wien gewählt. Die Agenden der I. Abteilung wird neben dem Generalsekretär Dozent Dr. V. Hess-Wien besorgen. Zum Sekretär der II. Abteilung wurde Dozent Dr. E. v. Knaffl-Lenz-Wien ernannt.

Als Grundzüge des Programmes wurden aufgestellt:

I. Physikalisch-chemische Abteilung:
1. Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen.
2. Verwandte Strahlen: Röntgen-, Kathoden- und positive Strahlen.
3. Atomstruktur und Konstitution der Materie.
4. Allgemeine Elektronentheorie, soweit sie in unmittelbarer Beziehung zur Radioaktivität steht.

II. Biologisch-medizinische Abteilung:
1. Allgemeine biologische Wirkungen der Radium- und Röntgenstrahlen auf tierische und pflanzliche Zellen und auf den Menschen.
2. Praktische Anwendungen derselben in der Medizin.

In einer gemeinsamen Sitzung beider Abteilungen sollen unter anderen die Fragen der Sekundärstrahlen, der Filtration, der Radio- und Röntgensensibilisation und der Schädigungen besprochen werden.

Es ist beabsichtigt, eine Reihe von Referaten über die genannten Gebiete zu bringen und auch in Originalmitteilungen über neue Ergebnisse der Forschung zu berichten.

Die Vorträge, Diskussionen und die Publikationen in den Kongreßberichten können in deutscher, englischer und französischer Sprache erfolgen.

Im Anschluß an die Tagung ist auch eine Exkursion nach St. Joachimsthal in Böhmen geplant.

Anmeldungen und Anfragen, welche die erste Abteilung betreffen, sind zu richten an das Generalsekretariat des III. Internationalen Kongresses für Radioaktivität und Elektronik, Wien, IX. Boltzmanngasse 3 (Institut für Radiumforschung), diejenigen für die zweite Abteilung an den Sekretär Dr. E. v. Knaffl-Lenz, Wien, VIII. Pfeilgasse 21.

Ein ausführliches Programm wird später bekanntgegeben werden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Danzig Dr. Karl Försterling für theoretische Physik, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Richard Schachenmeier für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent für Physik an der Universität Neapel Dr. Paoli Rossi zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Santiago de Chile, Dr. T. Thorvaldson (bisher Fellow for Research in Chemistry an der Harvard University in Cambridge) zum Assistant Professor für physikalische Chemie an der Universität Saskalchewan (Kanada), der Professor der Chemie an der Johns Hopkins University in Baltimore Dr. Salomon F. Acree zum Chef der chemischen Abteilung des Laboratoriums für Forsterzeugnisse in Madison, Dr. Niels Bjerrum von der Universität Kopenhagen zum Professor der Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule daselbst, Fräulein Dr. Jessie V. Caun zum Instructor for Chemistry an der Staatsuniversität von Illinois in Champaign, Professor Herbert Jackson vom Kings College zum Leiter der chemischen Abteilung dieses College mit dem Titel eines Daniell Professor of Chemistry an der Universität von London, der Professor der Chemie und Physik an der School of Pharmacy der Pharmaceutical Society of Great Britain Dr. Arthur W. Crossley zum Professor für anorganische Chemie an der Faculty of Science (Medical) des Kings College.

Verliehen: Dem Direktor der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen Professor Dr. August Bernthsen in Heidelberg der Titel Geh. Hofrat, dem ord. Professor der Astronomie und Geophysik an der Universität Heidelberg Dr. Max Wolf der Titel Geheimer Rat.

Gestorben: Dr. Thomas Newbigging, der Verfasser des Handbook for Gas Engineers and Managers, in Woodgarth (Knutsford).

Angebote.

Gesucht

Promovierter Physiker

für Kreiselkompaßversuche und verwandte Laboratoriumsarbeiten. Bewerber, welche gute Kenntnisse der Mechanik und Elektrizitätslehre resp. Elektrotechnik, und gewandte Umgangsformen besitzen müssen, wollen sich unter Angabe von Referenzen usw. melden bei

Gesellschaft für nautische Instrumente
G. m. b. H.
Kiel, Am Habsburgerring.

Lichtstrahlen-Physiker

für wissenschaftliche therapeutische Arbeiten in einer Universitätsklinik gegen Bezahlung gesucht. Bewerber wollen sich an die Redaktion der Zeitschrift wenden unter der Chiffre **J. P. Mb. 2100.**

Für die Redaktion verantwortlich Dr. Hans Busch in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have
ctures
vols